

**Modellierung der dreidimensionalen Dichteverteilung des
geokoronalen Neutralwasserstoffes auf Basis von TWINS
Ly- α -Intensitätsmessungen**

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Jochen Hard Zönnchen

aus

Leipzig

Bonn, Juni 2006

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Referent: Prof. Dr. Hans Jörg Fahr
2. Referent: Prof. Dr. Gerd W. Prölss

Tag der Promotion: 14. September 2006

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB
Bonn http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online elektronisch publiziert.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die TWINS-Satelliten Mission	5
2.1	Überblick über den TWINS-Missionsablauf	7
2.2	Missionsprofil der Lyman- α -Messungen	9
2.2.1	Zeitlicher Ablauf der LAD-Messungen	10
2.2.2	Beobachtungsgeometrie der LAD-Messungen	10
2.3	Die TWINS-Instrumentierung	11
2.3.1	Die Lyman- α Detektoren (LAD's)	12
2.3.1.1	Allgemeiner technischer Aufbau	12
2.3.1.2	Die Ly- α -Interferenz-Bandpaßfilter	13
2.3.1.3	Die LAD-Kalibration	14
2.3.1.4	Die Kennlinien der Channeltrons (CME's)	15
2.3.2	Der ENA-Imagedetektor	17
2.4	Verwendete Koordinatensysteme	19
2.4.1	Das Koordinatensystem der Wasserstoff-Geokorona GCS	19
2.4.2	Das körperfeste TWINS-Satelliten-Koordinatensystem (SFS)	20
2.4.3	Das LAD-Instrumentenplattform-Koordinatensystem (RPS)	22
2.5	Überdeckungskarten der Lyman- α -Detektoren	24

3	Messung der geokoronalen Lyman-α Resonanzstreustrahlung	29
3.1	Die solare Lyman- α Emission	29
3.1.1	Methoden zur Bestimmung des totalen, solaren Ly- α -Linienflusses I_{\odot}	31
3.1.1.1	Bestimmung von I_{\odot} aus dem solaren $F_{10.7cm}$ -Radiofluß .	33
3.1.1.2	Bestimmung von I_{\odot} aus der Äquivalenzbreite der solaren He_{1083} -Absorptionslinie	34
3.1.2	Der Linienmittenfluß $I_{\odot}(\lambda_0)$ der solaren Ly- α -Linie	36
3.1.2.1	Korrelation des totalen Linienflusses I_{\odot} mit dem Linien- mittenfluß $I_{\odot}(\lambda_0)$	36
3.1.2.2	Bestimmung von $I_{\odot}(\lambda_0)$ aus dem Emissionsprofil der so- laren Lyman- α Linie	37
3.2	Das Prinzip der Resonanzstreuung	40
3.2.1	Bestimmung des Sichtlinien-Integrals	40
3.2.2	Abschätzung der optischen Dicke	43
3.2.3	Zusammenhang zwischen Resonanzstreurate g und der Exosphärentemperatur	44
3.2.4	Umrechnung der Detektor-Zählrate in die Neutralgasdichte der Sichtlinie	47
3.3	Störeinflüsse weiterer Lyman- α Strahlungsquellen	48
3.3.1	Rückstrahlungsanteil der inneren (optisch dichten) Hydrosphäre der Erde	49
3.3.2	Modell der interplanetaren Lyman- α Hintergrundstrahlung	53
3.3.3	Lyman- α -helle Sterne	57
3.3.4	Der galaktische Lyman- α -Hintergrund	59
3.4	Notwendige technische Signal-Korrekturen	60
3.4.1	Statistisches Signalrauschen	61
3.4.2	Detektorrauschen	62
3.4.3	Filterung hochfrequenter Rauschanteile mittels Tiefpaßfilter	63
3.4.4	Möglichkeiten der Inflight-Kalibration	64

4	Dichtemodelle der H-Geokorona	67
4.1	Neutraler Wasserstoff als Grundlage der Ly- α -Geokorona	68
4.1.1	Entstehung von atomarem Wasserstoff in der Thermosphäre	68
4.1.2	Vertikale Transportprozesse von neutralem Wasserstoff	70
4.1.3	Verlustprozesse von atomarem Wasserstoff in der oberen Erdatmosphäre	72
4.2	Physik der neutralen Exosphäre	73
4.2.1	Das stoßfreie Standardmodell der neutralen Exosphäre	73
4.2.2	Probleme des stoßfreien Standardmodells	78
4.3	Das Monte-Carlo-Exosphärenmodell von R.R.Hodges	80
4.3.1	Berücksichtigte Transport- und Reaktionsprozesse	81
4.3.2	Data-Audit-Zonen und Modellformulierung	83
4.3.3	Vergleich mit anderen Modellen bzw. Beobachtungen	84
4.4	Das empirische Thermosphärenmodell MSIS	86
4.4.1	Historie des MSIS-Modells	86
4.4.2	Vergleich MSIS-86 mit Messungen von OGO6, EISCAT und IMAGE	87
5	Ableitung eines H-Dichtemodells der neutralen Exosphäre der Erde	89
5.1	Quantitative Analyse des Hodges H-Dichtemodells	90
5.1.1	Längen- und breitenabhängige Effekte im Hodges-Modell	92
5.1.2	Quantitativer Einfluß des Winkelanteils im Hodges-Modell	94
5.2	Ableitung eines parametrisierten H-Dichtemodells auf Basis des Hodges-Modells	96
5.2.1	Herleitung der P.E.M.-Parameter aus den Koeffizienten des Hodges-Modells	99
5.2.2	Quantitativer Modellvergleich P.E.M. und Hodges-Modell	103
5.2.3	Zusammenfassung des H-Dichtemodells der neutralen Exosphäre P.E.M.	112
5.2.4	Abhängigkeit der P.E.M.-Koeffizienten vom solaren $F_{10,7cm}$ -Fluß	113

6	3D-Rekonstruktion der H-Geokorona auf Basis simulierter Ly-α-Meßdaten	115
6.1	Darstellung der Rekonstruktionsprozesse	115
6.2	Erzeugung simulierter, geokoroner Ly- α -Sichtlinienmessungen	116
6.2.1	Simulation von TWINS-LAD-Sichtlinienmessungen mit dem Programm SIMDAT	117
6.3	Erstellung interplanetarer Ly- α -Intensitätskarten mit SKYBACK	121
6.4	Prozeßschritte zur 3D-Rekonstruktion der H-Geokorona aus Testdaten . . .	122
6.5	Clearing der Meßdaten mit Hilfe von BPFILT	124
6.6	Fit des H-Dichtemodells an LAD-Messungen mit Hilfe von FITGEOCO . .	125
6.7	Rekonstruktionstests der H-Geokorona anhand simulierter TWINS-LAD-Daten	127
6.7.1	Rekonstruktion einer H-Geokorona basierend auf P.E.M.	127
6.7.2	Rekonstruktion einer H-Geokorona auf Basis des Hodges-Modells .	132
6.8	Ergebnisdiskussion der geokoronalen Rekonstruktionsfits	137
7	Zusammenfassung und Ausblick	139
	Literaturverzeichnis	143
	Akronymverzeichnis	149
	Danksagung	151
	Lebenslauf	153

Abbildungsverzeichnis

1	Geokoronales Ly- α -Leuchten bei $\lambda=121.5$ nm	3
2	Simulierte ENA-Intensitäten für 4 geomagnetische Breiten	6
2.1	Molniya-Orbits der TWINS-Satelliten (schematisch)	8
2.2.2	Beobachtungsgeometrie der TWINS-Ly- α -Beobachtungen	11
2.3.1.1	Funktionsschema des TWINS-Ly- α -Detektors	12
2.3.1.2	Transmissionskurve der Ly- α -Interferenzfilter	13
2.3.1.3	BESSY-Messungen der LAD-Quanteneffektivität	15
2.3.1.4	LAD-Channeltron-Detektor-Kennlinien	16
2.3.2	Aufbau der TWINS-ENA-Detektoren (schematisch)	18
2.4.2	Satellitenfeste Koordinaten SFS	21
2.4.3	RPS-Koordinaten der TWINS-Instrumentenplattform	22
2.5	Überdeckungskarten beider LAD-Detektoren eines Satelliten	26
2.5	Anteil der unbeobachteten Geokorona in [%]	27
3.1	Solares EUV-Spektrum im Bereich zwischen 45nm-145nm	30
3.1.1	Zeitl. Schwankung des totalen, solaren Ly- α -Linienflusses	32
3.1.1.1	Korrelation des F10,7cm-Flusses mit der Sonnenfleckenanzahl	34
3.1.1.2	$H_{e_{1083}}$ -Äquivalenzbreite und Ly- α -Intensität	35
3.1.2.1	Totaler Ly- α -Fluß I_{\odot} und Linienmittendicke	37
3.1.2.2	solares Ly- α -Emissionsprofil mit Einfluß der Geokorona	38
3.2	Beobachtungsgeometrie zur Messung von Resonanzstreuung	40

3.2.3	Höhenabhängigkeit der Exosphärentemperatur T_{Ex}	46
3.3.1a	Rückstrahlungsgeometrie der Hydrosphäre	51
3.3.1b	hydrosphärischer Rückstrahlungsanteil	52
3.3.2a/b	Dichteverteilung des interplanetaren, neutralen Wasserstoffes	54
3.3.2c/d	Dichteprofil des interpl. Wasserstoff (Up-/Downwind)	56
3.3.2e	LISM-Ly- α -Intensitätskarte in [R] (Hot model)	57
3.3.3	Leuchtkraftfunktion der galaktischen Sterne	58
3.3.4	UV-Intensitätskarte der Milchstraße in U	60
3.4.3	simulierte LAD-Messung mit und ohne Rauschanteil	64
4.1.1	Photodissoziations Koeffizient für die Wasseraufspaltung	70
4.2.1a/b	Mögliche Bahnen exosphärischer Teilchen	76
4.2.1c/d	Dichtebeiträge der exosphärischen Teilchenpopulationen	77
4.3.1	Flußdiagramm der Prozesse im Hodges-Modell	81
4.3.2	Koeffizientenschema des Hodges-Modells	83
4.3.3	H-Dichteprofile der IMAGE-Mission	85
5.1	Äquatoriale/Merdionale Schnitte der H-Dichte nach Hodges	91
5.1.1	Tag/Nacht- und Pol/Äquator Asymmetrien nach Hodges	93
5.1.2	Quantitativer Einfluß des Winkelanteils im Hodges-Modells	95
5.2.1	Vergleich Koeffizienten Hodges/ P.E.M.	102
5.2.2 – 1a/b	Vergl. Tag-/Nacht- bzw. Pol-/Äquator Asymmetrie	108
5.2.2 – 2a/b	Vergleich Hodges/ P.E.M. in versch. Höhenschichten	108
5.2.2 – 3a/b	Äquatoriale/Meridionale Konturplots Hodges/ P.E.M.	109
5.2.2 – 4a/b	Äquatoriale/Meridionale Ratioplots Hodges/ P.E.M.	110
5.2.2 – 5	Verteilung relativer Fehlers Hodges/ P.E.M.	111
5.2.4	Entwicklung P.E.M.-Koeffizienten a, b mit solaren $F_{10,7cm}$ -Fluß	114
6.2	Prozeßkette zur Simulation von Ly- α -Sichtlinienmessungen	117
6.2.1	SIMDAT: simulierte LAD-Zählraten nach Hodges	121

6.4	Prozeßkette zur Rekonstruktion der H-Geokorona (P.E.M.)	124
6.5	BPFILT-Dataclearing	124
6.7.1 – 1	Relative H-Dichtefehler nach P.E.M. _{orig} / P.E.M. _{fit}	129
6.7.1 – 2a/b	Äquat./Merid. Konturplots nach P.E.M. _{orig} /P.E.M. _{fit}	131
6.7.1 – 3a/b	Äquat./Merid. Ratioplots nach P.E.M. _{orig} / P.E.M. _{fit}	131
6.7.2 – 1	Relativer H-Dichtefehler nach Hodges/ P.E.M. _{fit}	134
6.7.2 – 2a/b	Äquat./Merid. Konturplots nach Hodges/ P.E.M. _{fit}	136
6.7.2 – 3a/b	Äquat./Merid. Ratioplots nach Hodges/ P.E.M. _{fit}	136

Tabellenverzeichnis

2.5	Verwendete Bahnparameter zur Simulation eines TWINS-Orbits	26
3.3.2	LISM-Bedingungen zur LISM-Ly- α -Hintergrundsimulation	55
5.2.3	Eigenschaften des geokoronalen H-Dichtemodells P.E.M.	113

Kapitel 1

Einleitung

Die Beschreibung von Beschaffenheit und Dynamik der äußeren Schichten der Erdatmosphäre (Exosphäre) gehört in der Vergangenheit und Gegenwart stets zu den aktuellen Themen der extraterrestrischen Atmosphärenforschung. Viele grundlegende Fragen nach dem stofflichen Aufbau des atmosphärischen Außenbereiches und dessen Übergangs in das interplanetare Medium sind untersucht und teils auch beantwortet worden, andere bedürfen aufgrund der Komplexität des atmosphärischen Systems und der darin wirkenden Prozesse noch der Klärung.

Gegenstand dieser Forschungen ist der Teil der Erdatmosphäre mit einer Höhe weit oberhalb der terrestrischen Exobasenhöhe (≈ 420 km), ab dem das Entweichen oder Verdampfen von Teilchen möglich ist bzw. weitestgehend stoßfreie Verhältnisse angenommen werden können. Die in dieser Höhe bereits gravitativ entmischte Atmosphäre besteht größtenteils aus neutralem Wasserstoffgas, welches bedingt durch seine geringe Atommasse mit Hilfe thermischer bzw. sonstiger Transportprozesse aus unteren Höhenbereichen oder von außerhalb (aus dem interplanetaren Medium) in die Exosphäre transportiert wird. Die neutralen H-Atome bewegen sich innerhalb der Exosphäre auf verschiedenen Kepler'schen Bahnen, die sich aus dem jeweiligen Anfangsimpuls ergeben. Gemäß dieser Vorstellung findet man verschiedene, exosphärische H-Teilchenpopulationen im Hinblick auf den jeweiligen Bahntyp: ballistische, orbitierende und entweichende H-Teilchen.

Die Modellierung der Neutralwasserstoffdichte $n_H(r, \theta, \varphi)$ über den gesamten exosphäri-

schen Bereich der Atmosphäre und die quantitative Aufteilung dieser Gesamtdichte in die genannten Einzelpopulationen sowie deren Reaktion auf veränderliche, solare Strahlungsbedingungen sind u.a. weiterhin Gegenstand aktueller Forschung. Als eine der effektivsten Methoden zur Aufklärung der dort herrschenden H-Dichtebedingungen gilt die Untersuchung solar induzierter Resonanzstreustrahlung des neutralen Wasserstoffgases der Geokorona. So regt die starke, solare Ly- α -Strahlung den neutralen, exosphärischen Wasserstoff zu einem meßbaren, resonanten Leuchten an. In Analogie zur Korona der Sonne, die durch einen ähnlichen Streuprozess zum Leuchten angeregt wird, bezeichnet man den so leuchtenden äußeren Bereich der Erdatmosphäre auch als "Geokorona".

Seit den späten 1950er Jahren liegen erste Raketenmessungen über die erwartete, resonante Leuchterscheinung im Spektralbereich des Ly- α Überganges des neutralen Wasserstoffes (Wellenlänge $\lambda=121,6$ nm) der Geokorona vor (Kupperian J.E. et al. [1959], Friedmann H. [1960], Morton D.C. & Purcell J.D. [1962]). Eine im Ly- α -Spektralbereich angefertigte Aufnahme der Erde, die während der Apollo-16 Mission auf dem Mond entstand, belegt dies besonders eindrucksvoll (Carruthers R. et al. [1976]).

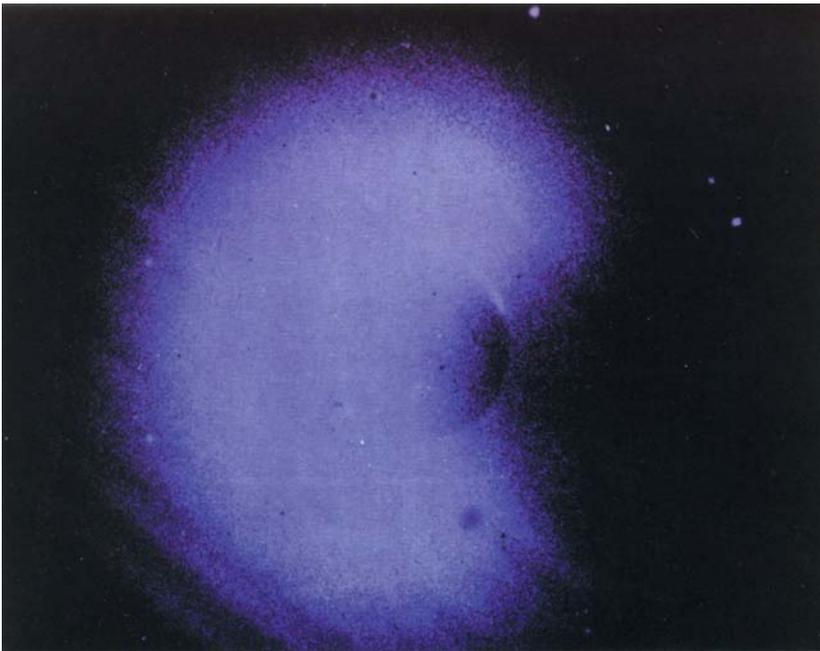


Abb. 1: Geokoronales Ly- α -Leuchten bei $\lambda=121.5$ nm, aufgenommen vom Erdmond während der Apollo-16 Mission 1972. (Carruthers R. et al. [1976]).

Formal wurde diese Resonanzstreustrahlungs-Phänomen unter Annahme eines planparallelen Mediums und einer monochromatischen Streuung erstmals ausführlich von Chandrasekhar [1960] behandelt. Später sind dessen Methoden im Hinblick auf die dopplerbedingte Frequenzverschiebung beim Streuvorgang sowie unter Berücksichtigung realerer, atmosphärischer Verhältnisse weiterentwickelt worden (Blamont J.E. [1975], Bertaux J.L. [1976], Chamberlain J.W. [1976]).

Die im Rahmen dieser Arbeit ausführlich beschriebenen, geokoronalen Ly- α -Streustrahlungsmessungen der geplanten TWINS-Satellitenmission sollen einen Beitrag zur Klärung der neutralen H-Dichteverhältnisse der Exosphäre oberhalb einer geozentrischen Höhe von $r > 3.5R_e$ möglichst über einen kompletten, solaren Zyklus liefern. Zusätzlich dient die genaue Kenntnis der örtlichen H-Dichte $n_H(r, \theta, \varphi)$ den zeitgleich stattfindenden, plasmasphärischen TWINS-Messungen von energetischen Neutralatomen (ENA's) als eine wichtige Eingangsgröße.

Im Kapitel 2 dieser Arbeit wird zunächst die TWINS-Satellitenmission im Hinblick auf ihren geplanten Ablauf, die technischen Parameter der eingesetzten Meßinstrumente, die verwendeten Koordinatensysteme sowie die erwartete Abdeckung des geokoronalen Bereiches durch die Ly- α -Messungen vorgestellt.

Es schließt sich in Kapitel 3 eine Beschreibung des resonanten Ly- α -Streustrahlungsprozesses ausgehend von der Emission der solaren UV-Komponente, über die Theorie des eigentlichen Streuprozesses in der Exosphäre, bis hin zur Umrechnung der jeweiligen Ly- α -Strahlungsintensität einer gemessenen Sichtlinie in entsprechende Detektorzählraten an. Zusätzlich werden an dieser Stelle eine Reihe relevanter Ly- α -Störeffekte, wie beispielsweise die interplanetare Ly- α -Hintergrundintensität, diskutiert.

Existierende empirische und theoretische Dichtemodelle des neutralen, exosphärischen Wasserstoffes werden in Kapitel 4 ausführlich hinsichtlich Gültigkeit bzw. zugrundegelegter Annahmen eingeordnet und verglichen.

Auf Basis des H-Dichtemodells von Hodges R.R. [1994], welches ebenfalls in Kap. 4 vorgestellt ist, erfolgte die Ableitung eines neuen, parametrisierten H-Dichtemodells der Geokorona P.E.M., welches in Kapitel 5 näher erläutert wird. Dieses abgeleitete Modell ist vor allem im Hinblick auf seine Verwendbarkeit in Fitroutinen bei der Rekonstruktion der drei-

dimensionalen H-Dichte $n_H(r, \theta, \varphi)$ aus integrierten TWINS-Sichtlinienmessungen (tomographisches Prinzip) optimiert worden. Ein ausführlicher, quantitativer Vergleich zwischen Hodges-Modell und abgeleitetem Modell (P.E.M.) wird ebenfalls durchgeführt.

Abschließend sind in Kapitel 6 die Analyseergebnisse von simulierten TWINS-Ly- α -Meßdaten präsentiert. Da zum Zeitpunkt dieser Arbeit keine realen Messungen vorlagen, mußte mit Hilfe von erstellter Software dieser Teil der Mission simuliert werden.

Zusammengefaßt lassen die dort vorgestellten Ergebnisse erkennen, daß die erarbeitete Analyseprozedur auf Basis von TWINS-Sichtlinienmessungen eine dreidimensionale H-Geokorona $n_H(r, \theta, \varphi)$ erfolgreich rekonstruieren kann, welche quantitativ gut mit dem abgeleiteten Modell (P.E.M.) bzw. mit dem ursprünglich verwendeten Hodges-Modell übereinstimmt.

Kapitel 2

Die TWINS-Satelliten Mission

Die primäre Zielsetzung der TWINS-Mission (**T**wo **W**ide-angle **I**maging **N**eutral-atom **S**pectrometers) ist die Beobachtung energetischer Neutralatome (ENA's) über den relativ breiten Energiebereich zwischen 1 und 100 keV aus verschiedenen Bereichen der Magnetosphäre der Erde unter Zuhilfenahme zweier (technisch identischer) Gesichtsfeldauflösender Instrumente.

Die gemessenen ENA's entstehen innerhalb der Erdmagnetosphäre aufgrund von Ladungsaustausch-Prozessen zwischen lokalen Ionen und den neutralen Wasserstoffatomen der Geokorona. Die zugrundeliegende Gleichung von (Roelof E.C. [1987]):

$$j_{ENA}(\vec{r}, E, \vec{u}) = \sigma(E) \int dx n_H(\vec{r} - \vec{u}x) j_{ion}(\vec{r} - \vec{u}x, E, \vec{u}) \quad (2.1)$$

beschreibt die ENA-Produktionsrate entlang einer Sichtlinie auf Basis eines Stroms bewegter, einfach geladener Ionen $j_{ion}(\vec{r} - \vec{u}x, E, \vec{u})$, der mit neutralen H-Atomen der Geokorona im Ladungsaustausch steht und durch diese Wechselwirkung einen in gleicher Richtung fließenden Strom neutraler Atome $j_{ENA}(\vec{r}, E, \vec{u})$ erzeugt (Einfachstreuung wird angenommen). Dabei ist $\sigma(E)$ der energieabhängige Streuquerschnitt für den Ladungsträgeraustausch. Insbesondere die globale Ionendynamik sowie deren Energieverteilung und Zusammensetzung aus einzelnen Ionenkomponenten läßt sich auf diese Weise beobachten.

Die zeitgleiche Beobachtung der energieabhängigen ENA-Verteilung in verschiedenen magnetosphärischen Regionen erlaubt globale Aussagen über wirksame Verbindungen und Prozesse innerhalb der Erdmagnetosphäre. Da ENA's aufgrund ihrer Neutralität nicht an Magnet- oder elektrische Felder koppeln, erreichen sie den Detektor auf relativ direktem Wege (bei "optisch" dünnen Verhältnissen). Im Gegensatz dazu koppelt die Verteilung der Ionenstromdichte direkt an die terrestrischen Magnetfelder bzw. an Konvektions- oder sonstige induzierte elektrische Felder. Über die obige Entfaltung nach Gl. 2.1 unter Zuhilfenahme der geokoronalen Wasserstoffdichte lassen sich deshalb wertvolle Erkenntnisse über die Herkunft, die Dynamik und das Verhalten von Plasmen in der Magnetosphäre gewinnen. Global gesehen werden auf Basis der gewonnenen Daten die Evolution und Strukturen der Erdmagnetosphäre, besonders im Ringstrombereich und der Plasmasphäre, klarer erkennbar sein.

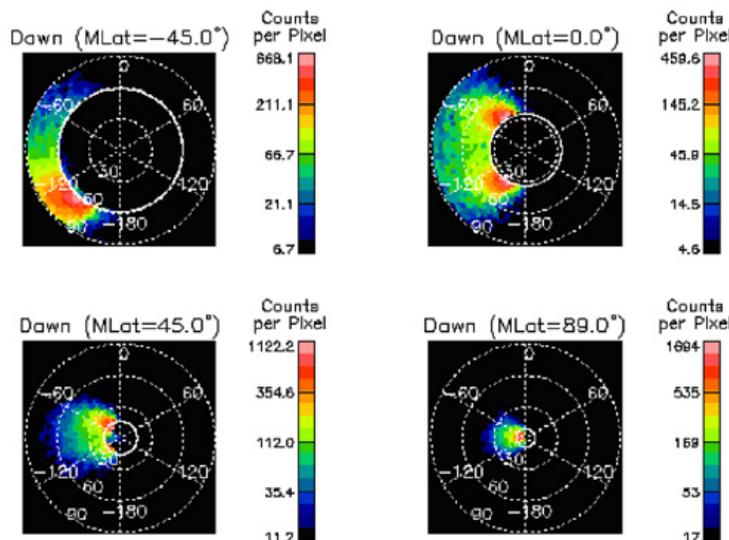


Abb. 2: Simulierte ENA-Intensitäten für 4 geomagnetische Breiten (-45,0,+45,+90) für einen angenommenen TWINS-Molniya Orbit. (McComas D. et al., SWRI, San Antonio, Texas).

Abb. 2 zeigt eine simulierte ENA-Intensitätsverteilung, wie sie durch die TWINS-ENA-Detektoren gesehen werden soll. Eine Ioneneinjektion auf der Nachtseite, wie sie von POLAR (Henderson et al. [1997]) beobachtet wurde, ist dabei durch eine isotrope Winkelverteilung modelliert.

Alle angesprochenen TWINS-Untersuchungen sind in einer hohen Zeitauflösung und in

bisher nicht erreichter räumlicher Auflösung geplant. Zur Bestimmung der dabei jeweils erforderlichen 3-dimensionalen Dichteverteilung des neutralen Wasserstoffes der Geokorona, die einen entscheidenden Faktor bei der Berechnung der Ionenverteilung aus der ENA-Verteilung darstellt, sind zusätzlich zwei Ly- α -Sichtliniendetektoren (TWINS-LAD) pro Satellit installiert.

Das Auswertungsprinzip der Ly- α -Daten ist analog zu sehen zur Auswertung der ENA-Daten (tomographische Entfaltung): Entlang einer Sichtlinie werden Ly- α -Photonen gezählt, die aufgrund resonanter Streuung von solarer Ly- α -Strahlung am atomaren Neutralwasserstoff H der Geokorona entstehen. Durch die Anwendung einer Entfaltung kann die Säulendichte des neutralen Wasserstoffes entlang der Sichtlinie aus der Intensitätsverteilung der gemessenen Ly- α -Photonen, dem Streuquerschnitt für diesen Prozeß und dem solaren UV-Strahlungsinput berechnet werden. Da die Ly- α -Messungen vollständig im optisch dünnen Bereich der Geokorona durchgeführt werden sollen, ist eine Einfachstreuung ansetzbar. Detaillierte Informationen über die Theorie der Auswertung finden sich in Kapitel 3.2.1.

Das wichtigste Missionsziel der TWINS-Ly- α -Messungen innerhalb der H-Geokorona ist die Entwicklung und Verifizierung eines zeitabhängigen und im Hinblick auf wichtige solare Parameter (wie z.B. den solaren $F_{10.7}$ cm-Fluß) sensiblen Dichtemodells des neutralen, geokoronalen Wasserstoffes. Insbesondere auch bisher wenig beschriebene Regionen wie der Wasserstoff-Geotail sollen darin nach Möglichkeit eine Berücksichtigung finden.

2.1 Überblick über den TWINS-Missionsablauf

Beide TWINS-Satelliten werden nacheinander von zwei US-Trägerraketen im Abstand von 1-2 Jahren in zwei hochelliptische Molnija-Orbits mit einer Inklination von $63,4^\circ$ verbracht. Diese spezielle Bahn-Inklination wurde bewußt gewählt, denn sie bewirkt ein zeitlich festes Argument des Perigäums ω_0 (Orientierung der elliptischen Umlaufbahn in der Bahnebene) des Orbits. Damit findet eine Präzession der Umlaufbahn des Satelliten gegenüber seiner Bahnebene praktisch nicht statt, so daß diese als feststehend gegenüber der Erde angenommen werden darf. Außerdem folgt der Satellit in der Umgebung des Apogäums etwa für 8h

praktisch der Drehung der Erde und ist in dieser Zeit quasi-geostationär.

In Relation zur Satelliten-Bahnebene vollführen die objektimmanenten Koordinatensysteme der Magnetosphäre bzw. der Geokorona, welche (von Strahlungs- und Windprozessen der Sonne ausgerichtet) mit ihrer Hauptsymmetrieachse stets in solare Richtung zeigen, im Laufe eines Jahres eine komplette Drehung um 360° . Somit ist es jedem TWINS-Satelliten möglich, sich innerhalb eines Jahres relativ zur Magnetosphäre bzw. Geokorona einmal komplett um diese herum zu bewegen und dabei tomographische Kartierungen aufzunehmen. Die Bahnebenen beider Satelliten sind hinsichtlich ω_0 um 180° zueinander versetzt, um zeitgleiche Messungen von zwei gegenüberliegenden Raumbereichen der Magnetosphäre bzw. Geokorona zu ermöglichen, was u.a. für die Rekonstruktion von Stereo-Bildern erforderlich ist. Solange zunächst nur ein TWINS-Satellit operiert, können ebenfalls Stereo-Bilder durch die Kombination der Daten eines TWINS-Satelliten mit den Messungen des möglicherweise gleichzeitig operierenden IMAGE-Satelliten erzeugt werden.

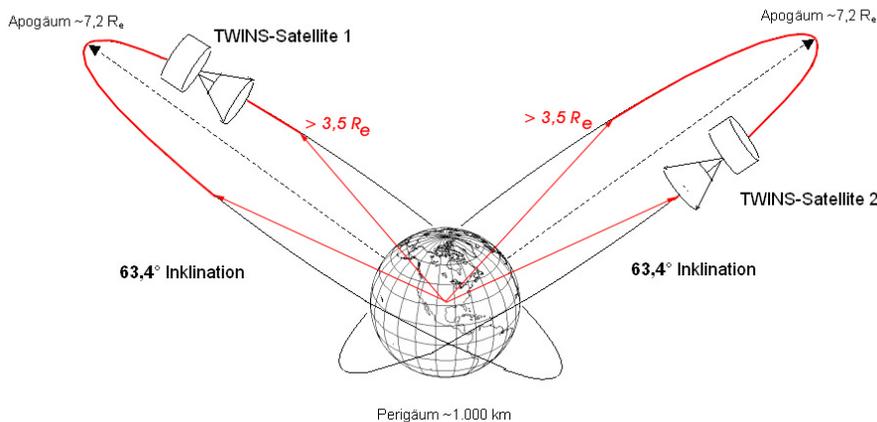


Abb. 2.1: Die Molniya-Orbits der beiden TWINS-Satelliten (schematisch). Im roten Bahnbereich (Höhen $> 3,5 R_e$) finden die $\text{Ly-}\alpha$ -Messungen statt, darunter sind die Detektoren abgeschaltet. Die Satelliten befinden sich $8 \text{ h} = 2/3$ der Umlaufzeit im roten Bahnbereich.

Beide Satelliten operieren in Höhen (= Abstand zur Erdoberfläche) zwischen minimal ca. 1.000 km (Perigäum über südlicher Hemisphäre) und maximal von $7,2 R_e$ (Apogäum über nördlicher Hemisphäre). Die orbitalen Verhältnisse ergeben eine Umlaufzeit von 12 h pro

Umlauf, wovon sich der Satellit ca. 8 h (also $\frac{2}{3}$ der Umlaufzeit) in Höhen von mehr als $3,5 R_e$ aufhält. Der Umstand, daß diese Umlaufzeit die Hälfte der Länge eines siderischen Tages beträgt, sorgt ebenfalls für eine feste geographische Längenposition des Apogäums.

Die Satelliten sind aktiv 3-Achsen stabilisiert mit einer ständigen Ausrichtung der Satellitenhauptachse auf den Erdmittelpunkt. Die Mindestbetriebsdauer eines Satelliten beträgt etwa 3 Jahre, wahrscheinlich ist aber eine größere Lebensdauer anzunehmen, den sparsamen Einsatz der Ressourcen vorausgesetzt. Wünschenswert wäre ein Zeitraum der gemeinsamen Betriebsbereitschaft beider TWINS-Satelliten, welcher einen wesentlichen Bereich eines solaren Zyklusses rund um das nächste solare Minimum im Jahre 2007 abdeckt.

2.2 Missionsprofil der Lyman- α -Messungen

Die zwei Ly- α -Detektoren je Satellit (LAD's) integrieren den Ly- α -Photonenfluß entlang von Sichtlinien. Aufgrund der notwendigen Ultraleichtbauweise wurden zur Strahlungsfiltrierung keine Wasserstoff-Resonanzzellen verwendet, sondern stattdessen entsprechende Ly- α -Interferenzfilter vor die Halbleiterdetektoren (Channeltrons) positioniert. Diese Filter besitzen eine Bandbreite von etwa $\pm 50 \text{ \AA}$ um die Zentralwellenlänge λ_0 des Ly- α -Überganges herum, was auch den Durchgang anderer Strahlungskomponenten in diesem Wellenlängenbereich erlauben würde. Insbesondere zwei Phasen der Mission sind als kritisch für die TWINS-Instrumente einzustufen:

- *der Durchgang des Satelliten durch den Strahlungsgürtel der Erde (van-Allen-Belts):* Durch die im Strahlungsgürtel vorhandenen energetischen, elektrisch geladenen Teilchen (hauptsächlich Protonen und Elektronen) besteht eine potentielle Gefahr für alle wissenschaftlichen Instrumente der TWINS-Satelliten, insbesondere für die mit einer Hochspannung betriebenen ENA- und Ly- α -Detektoren.
- *die großen Ly- α -Intensitäten im optisch dichten, unteren Bereich der Geokorona :* Der zwischen Apogäum und Perigäum der Bahn liegende Intensitätsunterschied an geokoronalen Ly- α -Strahlung ist sehr groß, so daß die Ly- α -Detektoren für Höhen $r < 3R_e$ der Gefahr einer Überblendung bzw. von Zählerüberläufen ausgesetzt sind.

Die auf der Erde durchgeführte LAD-Kalibration wäre in diesem Falle höchstwahrscheinlich ebenfalls unbrauchbar.

2.2.1 Zeitlicher Ablauf der LAD-Messungen

Aufgrund der angeführten Punkte sieht das TWINS-Missionsprofil vor, jegliche Messungen zunächst nur für Erdabstände der Satelliten von $r > 3,5 R_e$ durchzuführen (siehe Abb. 2.1). In den erdnahen Bahnbereichen wird die Hochspannung des Satelliten einfach abgeschaltet. Die zur Verfügung stehende LAD-Gesamtmeßzeit innerhalb eines Orbits wird dadurch auf etwa $2/3$ der Umlaufzeit begrenzt. Erst nach dem Erreichen aller Mindestziele der Mission sind auch Messungen im unteren Höhenbereich des Orbits geplant.

Die LAD's sind auf einer drehbaren Instrumentenplattform (Aktuator) montiert. Während der Mission dreht sich die Plattform in einer Minute um 180° ($\simeq 3^\circ$ pro sec.) und anschließend zurück in der gleichen Zeit. Die Ly- α -Zählstände werden alle 0.67 Sekunden von der Elektronik abgelesen, was in etwa 2° Drehung entspricht. Ein Counter-Reset der Photonenähler erfolgt nach jeder 2. Ablesephase alle 1.33 sec. Durch diese Schwenkgeschwindigkeit wird eine räumliche Auflösung von etwa $4^\circ \times 6^\circ$ erreicht.

An den Wendepunkten der Plattform bei 0° bzw. 180° messen beide LAD's Intensitäten der gleichen Richtung mit einem geringen Zeitversatz von 60 sec., was für eine relative Kalibration beider Sensoren Verwendung finden kann.

2.2.2 Beobachtungsgeometrie der LAD-Messungen

Die Blickrichtungen beider LAD's eines Satelliten sind um jeweils 40° gegen die aktiv stabilisierte Achse Satellit-Erdmittelpunkt (= Rotationsachse Aktuator) geneigt, weisen also einen Winkel von 80° zueinander auf. Durch die Drehung der Plattform werden die Sichtlinien der LAD's um je 180° über die Geokorona gedreht und überdecken dabei beide zusammen einen vollen Kreis. Die nachfolgende Abbildung zeigt die geometrischen Verhältnisse der LAD-Messungen.

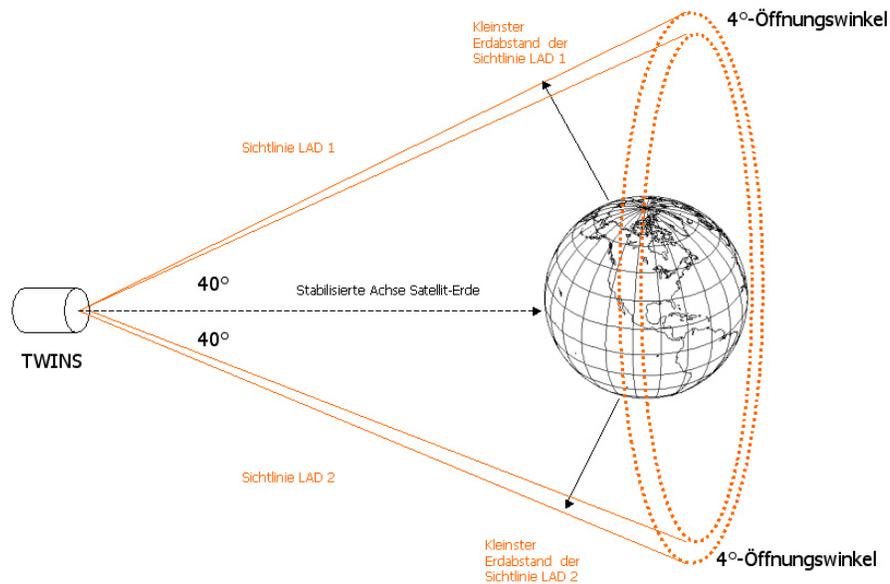


Abb. 2.2.2: Beobachtungsgeometrie der TWINS-Ly- α -Messungen: Die um 40° zur Achse Satellit-Geozentrum versetzten Sichtlinien schneiden aufgrund des Detektor-Öffnungswinkels von 4° einen Kegelmantel-Bereich der Geokorona während einer Voldrehung des Aktuators um 180° aus.

2.3 Die TWINS-Instrumentierung

Im Wesentlichen führen die TWINS-Satelliten je Spacecraft die folgende wissenschaftliche Ausrüstung an Bord:

- 2 x ENA-Imager (energetic neutral atoms) auf Basis von 10×10 cm MCP-Detektoren (microchannel plate's) mit einer räumlichen Auflösung von $\pm 4^\circ$ FWHM im Energiebereich 1-100 keV. O- und H-ENA's können über die Masse getrennt identifiziert werden.
- 2 x Ly- α -Photonenzähler (integrierte Sichtlinienintensitäten) mit einer räumlichen Auflösung von etwa $4^\circ \times 6^\circ$ und vorgeschaltetem Interferenz-Bandpaßfilter mit 10nm FWHM Bandbreite um $\lambda = 121.6$ nm.

Nachfolgend sollen speziell die Ly- α -Photonenzähler in Aufbau und Funktion genauer vorgestellt werden.

2.3.1 Die Lyman- α Detektoren (LAD's)

2.3.1.1 Allgemeiner technischer Aufbau

Das LAD-Instrument, welches wie bereits erwähnt auf einem drehbaren Aktuator an der Spitze der DPU montiert ist, besteht aus zwei identischen Ly- α -Sensoren, die gegen die Rotationsachse der Plattform um $\pm 40^\circ$ geneigt sind. Abb. 2.3.1.1 zeigt das Grundprinzip eines LAD-Detektors:

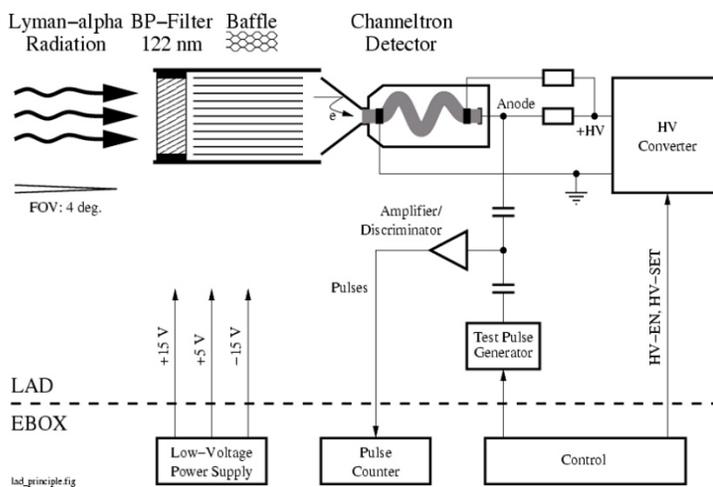


Abb. 2.3.1.1: Funktionsschema des TWINS-Ly- α -Detektors [Quelle: von Hoerner & Sulger GmbH, Schwetzingen, Projektdokumentation]

Die Ly- α -Strahlung gelangt zunächst durch einen optischen Bandpaßfilter (BP-Filter) mit einer zentralen Transmissionsfrequenz von 122 nm und etwa 10 nm FWHM Bandbreite. Nach der Passage des Filters erreichen die Ly- α -Photonen einen Kollimator (Baffle), welcher aus geschwärztem Aluminium Material (wabenhörmig) besteht und eine Länge von 25.4 mm mit einem Zellenabstand von 1.53 mm besitzt. Dadurch ist ein Gesichtsfeld (FOV) von etwa 4° definiert. Am Ende des Kollimators befindet sich ein Halbleiter-Channeltron (channel electron multiplier (CEM)), welches die von den Ly- α -Photonen im

CEM-Halbleiter erzeugten Ladungen detektiert. Das Signal des CEM's wird nachgeschaltet verstärkt durch eine Verstärker/Diskriminator-Einheit. Die statistische Ausgabepulsfrequenz des Diskriminators ist proportional der Ly- α -Intensität und wird von einem digitalen Pulsezähler gezählt. ENA- und LAD-Sensoren zeigen stets in die gleiche Richtung. Beide LAD-Instrumente wurden vom Institut für Astrophysik und Extraterrestrische Forschung der Universität Bonn entwickelt. Die Firma von Hörner & Sulger GmbH, Schwetzingen führte im Auftrage die erforderliche Entwicklung und Produktion der Instrumente sowie einige der fälligen Funktionstests durch.

2.3.1.2 Die Ly- α -Interferenz-Bandpaßfilter

Zur Begrenzung der Bandbreite des Strahlungsinputs auf den Wellenlängenbereich von Ly- α -Photonen mußte aus Gewichtsgründen statt einer aktiven H-Resonanzzelle auf einen einfachen Ly- α -Interferenzfilter im Strahlengang zurückgegriffen werden. Dadurch ist eine höhere Transmission-Bandbreite von etwa 10 nm FWHM bedingt, so daß auch Ly- α -Photonen, die nicht unmittelbar zur Linienmitte gehören, detektiert werden. Abb. 2.3.1.2 zeigt die Transmissionskurve der verwendeten handelsüblichen Ly- α -Interferenzfilter eines LAD's:

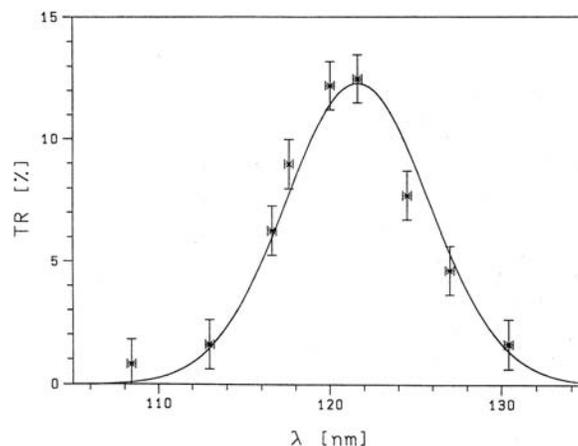


Abb. 2.3.1.2: Transmissionskurve der Ly- α -Interferenzfilter (Nass U. et al. [1991])

Die Filter lieferten während der Kalibration am BESSY II eine Transmission von etwa 14% im zentralen Bereich der Transmissionskurve bei 119 nm (Richter M. et al. [2001]).

2.3.1.3 Die LAD-Kalibration

Beide LAD-Instrumente sind am Berliner Elektronen Synchrotron (BESSY II) absolut kalibriert worden. Ausgenutzt wurde dabei die Linearität zwischen Ringstrom und abgestrahlter Synchrotron-Strahlungsleistung (Richter M. et al. [2001]).

Bei der Kalibration wurde BESSY II zunächst mit höheren Ringströmen zwischen 100 mA und 200 mA betrieben, um den Ly- α -Strahlungswert mit Hilfe eines gekühlten Bolometers (SYRES II) direkt zu bestimmen. Zusätzlich wurde gleichzeitig eine Ly- α -Photodiode mit Hilfe dieser bolometrischen Messungen geeicht.

Im weiteren Kalibrationsverlauf wurde nun der Ringstrom von BESSY II stetig abgesenkt und diese Messungen wiederholt, bis der Strahlungslevel für SYRES II zu schwach wurde. Die dadurch aufgenommene, lineare Kennlinie der Photodiode wurde nun für die weitere Kalibration verwendet. Dazu mußte der Ringstrom von BESSY II weiter bis auf etwa $1 \mu A$ abgesenkt werden, um Ly- α -Intensitäten vergleichbar denen der Geokorona zu erzeugen.

Das Verhältnis zwischen Ringstrom und ermitteltem Ly- α -Strahlungslevel blieb auch im unteren Ringstrombereich zwischen 1 mA und $1 \mu A$ mit einer Standardabweichung von $\pm 0.25 \%$ konstant (Richter M. et al. [2001]).

Nach der Eichung des Ly- α -Strahlungsoutputs von BESSY II wurde die Quanteneffektivität $Q.E.(x, y)$ (quantum efficiency = Detektorempfindlichkeit) der TWINS-Ly- α -Detektoren inklusive Bandpaßfilter mit einer Strahlaufösung von 4 mm x 2 mm vermessen (siehe Abb. 2.3.1.3). Dabei zeigten sich deutliche Unterschiede im Wert von $Q.E.(x, y)$ über die Fläche eines Channeltrons gesehen. Allerdings sind für die TWINS-Mission nur flächenintegrierte Messungen der geokoronalen Ly- α -Intensität I_0 über den gesamten Detektor interessant,

$$count/s = I_0 \cdot \int_{Detektor} Q.E.(x, y) dx dx \quad (2.2)$$

weshalb Inhomogenitäten von $Q.E.(x, y)$ über der Detektorfläche eine geringere Bedeutung besitzen.

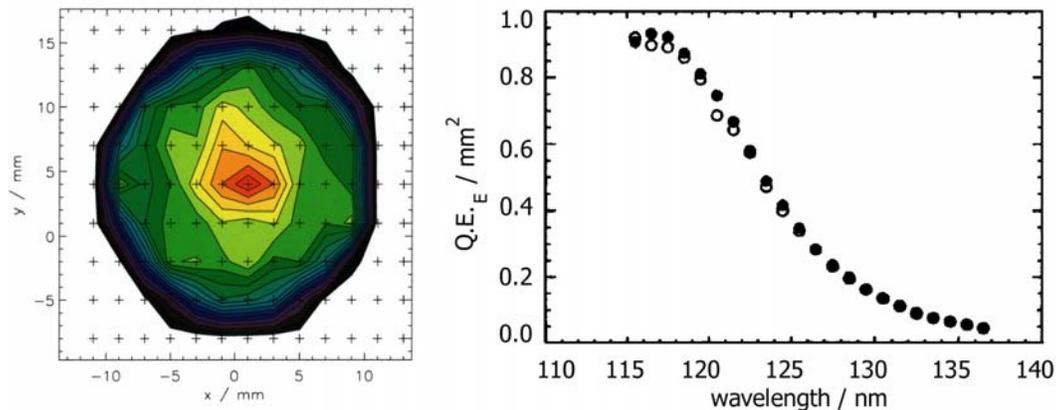


Abb. 2.3.1.3: (a) Lokale Verteilung der Detektorempfindlichkeit $Q.E.(x, y)$ einer der TWINS-Ly- α -Detektoren; (b) flächenintegrierte Quanteneffektivität in Abhängigkeit von der Wellenlänge zweier TWINS-LAD's; beide Abb. (a)+(b) sind gemessen bei 121.5 nm mit Synchrotron BESSY II (Richter M. et al. [2001])

Insgesamt konnten bei der Kalibration der TWINS-Ly- α -Detektoren mit Hilfe von BESSY II die absoluten Umrechnungsfaktoren zwischen Strahlungsleistung (in Rayleigh [R]) und Zählereignissen pro Sekunde (cts/sec.) für alle 4 Ly- α -Sensoren der beiden Flight-Module FM1 und FM2 inklusive Filter und komplettem Instrumentenaufbau bestimmt werden. Diese Eichfaktoren bewegen sich zwischen 1.8 und 2.2 counts/s für 1 Rayleigh [R] Ly- α -Strahlungsintensität (Nass U. et al. [2006]).

Da Halbleiter-Detektoren verschiedenen Alterungsprozessen unterliegen, sind die bestimmten Eichfaktoren auf längere Betriebszeit zeitabhängig. Während der laufenden Mission besteht im Wesentlichen nur über den Vergleich von Ly- α -Messungen gleicher Regionen (was alle 180 sec. erfüllt ist) und unter identischen, solaren Bedingungen die Möglichkeit, beide Ly- α -Sensoren eines Flight-Modules gegeneinander relativ (nicht absolut) zu kalibrieren.

2.3.1.4 Die Kennlinien der Channeltrons (CME's)

Von prinzipieller Aussagekraft über die Funktionsfähigkeit der Channeltron-Detektoren ist deren typische Kennlinie zwischen Zählraten und steigender Betriebsspannung (siehe Abb. 2.3.1.4). Ab einer Betriebsspannung von etwa 2 kV bildet die Zählrate (bei konstanter äußerer Ly- α -Bestrahlungsstärke) den für Halbleiter-Detektoren typischen Plateaubereich aus, d.h. die Zählrate wird unabhängig von der Betriebsspannung.

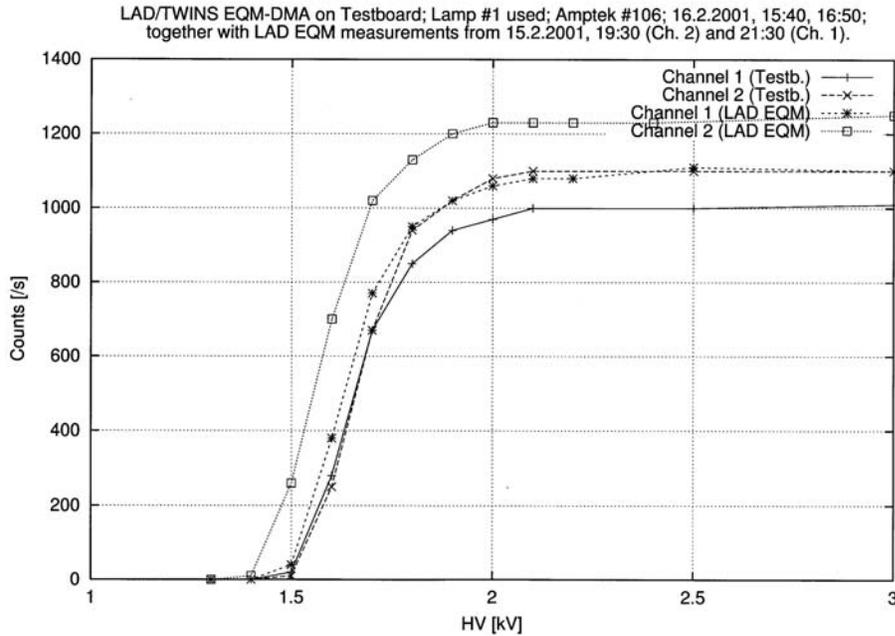


Abb. 2.3.1.4: Channeltron-Detektor-Kennlinien (Zählrate vs. Betriebsspannung bei konstanter Ly- α -Eintrahlung) der TWINS-LAD-Instrumente [Quelle: von Hoerner & Sulger GmbH, Schwetzingen, Projektdokumentation]

Für die fehlerfreie Funktion der Sensoren (und die Richtigkeit der Zählraten) ist es von entscheidender Bedeutung, dass der Detektor im Plateaubereich betrieben wird, um die Entkopplung zwischen Zählrate und Betriebsspannung zu gewährleisten.

Zur "inflight" Überprüfung der gesamten Ly- α -Detektorfunktionalität während der Mission wird in regelmäßigen Zeitabständen (z.B. monatlich) die Detektorkennlinie neu aufgenommen. Dazu ist die Betriebsspannung zunächst kontrolliert auf einen Wert von ≈ 1 kV abzusenken und dann in kurzen Intervallen wieder auf den Betriebswert von ca. 2.8 kV hochzufahren. Da die Ly- α -Sensoren in dieser kurzen Zeit höchstwahrscheinlich unveränderte solare Bedingungen vorfinden und zum anderen die orbitale Eigenbewegung noch vernachlässigt werden kann, sollten gleiche Drehpositionen des Aktuators auch zu gleichen äußeren Ly- α -Strahlungsintensitäten führen. Aus diesen Meßwerten gleicher Aktuatorposition unter verschiedenen Betriebsspannungen ist die Kennlinie beider Sensoren rekonstruierbar.

2.3.2 Der ENA-Imagedetektor

Die beiden ENA-Detektoren sollen neutrale Atome gegen einen starken UV-Hintergrund sicher detektieren. Zur Gewährleistung dieser Aufgabe wird der Detektor von außen zunächst durch ein Transmissionsgitter (Gold) umgeben, welches aufgrund seiner Hohlleitereigenschaften UV-Strahlung blockiert, während ENA's zum Sensor passieren können. Charakteristiken der UV- und ENA-Transmissionseigenschaften von Gittern werden in (Gruntman M. [1995]) und (Scime E.E. et al. [1995]) diskutiert. Ähnliche Transmissionsgitter wurden ebenfalls bereits im Spektrometer SEM der SOHO-Mission benutzt (Ogawa H.S. et al. [1993])

Es folgt eine mit 50 Å ultradünne Kohlenstoff-Folie, die zur Erzeugung von Sekundärelektronen beim Durchgang der ENA's dient. Diese herausgeschlagenen Sekundärelektronen lösen den Startimpuls für eine Time-of-Flight-Messung (TOF) der ENA's zwischen Kohlefolie und Detektor aus. Zusätzlich wird am Detektor durch eine Koinzidenzmessung die Zeitdifferenz eines ENA-Teilchens und seines zugehörigen (zuvor eintreffenden) Sekundärelektrons der Folie ermittelt. Ähnliche Folien wurden auch beim Cassini-Ion-Mass-Spektrometer (IMS) und der IMAGE/MENA-Mission verwendet.

Zwischen Kohlenstoff-Folie und Detektor befindet sich eine Hochspannung, welche zur Beschleunigung der Sekundärelektronen auf direktem Wege zum Detektor dient. Dadurch läßt sich aus der gemessenen Position des Sekundärelektrons im Detektor unmittelbar auf dessen (und die des auslösenden ENA-Teilchens) Position des Foliendurchganges schließen.

Am unteren Teil des ENA-Detektors befinden sich dann 10x10cm Microchannel-Plates (MPE) Halbleiterdetektoren zum detektieren von ENA-Teilchen und Sekundärelektron.

Aus den beiden Positionen eines ENA-Teilchens (Startposition = Durchgang durch Folie bzw. Endposition = Position auf dem MPE-Detektor) sowie der Zeitmessung zwischen diesen beiden Ereignissen ist die ENA-Bahn bestimmt. Weiterhin läßt sich aus der detektierten Signalhöhe zusammen mit der Geschwindigkeit aus der TOF-Messung auf die Masse der ENA's schließen. Die folgende Abb. 2.3.2 zeigt den schematischen Aufbau eines ENA-Detektors.

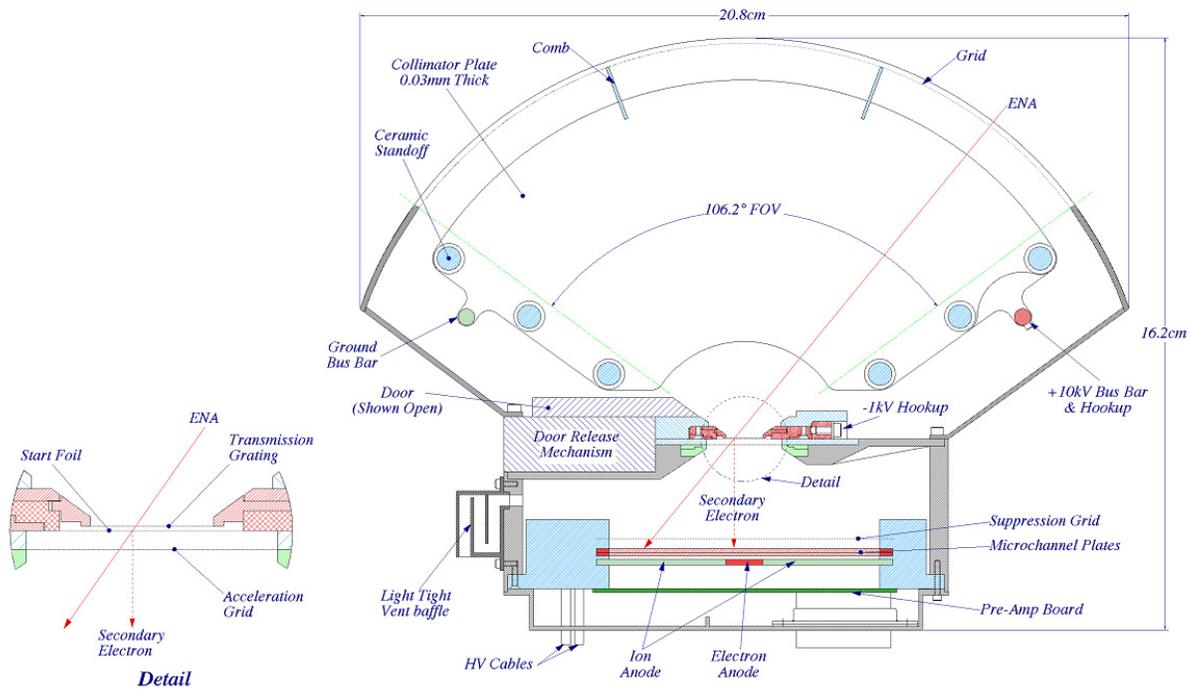


Abb. 2.3.2: Schematischer Aufbau der ENA-Detektoren der TWINS-Satelliten (McComas D. et al., SWRI, San Antonio, Texas)

2.4 Verwendete Koordinatensysteme

In diesem Abschnitt sollen alle zur Simulation der orbitalen TWINS-LAD-Messungen verwendeten Koordinatensysteme (sowie deren Transformationen ineinander) erläutert werden.

Insbesondere die Verbindung zwischen den Blickrichtungen beider LAD's eines TWINS-Satelliten, die auf der um 180° drehbaren Instrumentenplattform (Aktuator) montiert sind, und astronomischen Koordinatensystemen (wie beispielsweise geozentrisch-äquatorialen/ekliptikalen Koordinaten bzw. dem geokoronalen System GCS) sind dabei von Interesse.

Bei der künftigen Auswertung von real im Orbit gemessenen Ly- α -Daten der TWINS-Satelliten wird davon ausgegangen, daß seitens der NASA die zeitabhängige Blickrichtungen der Detektoren bereits in geozentrisch-äquatorialen Koordinaten geliefert werden. Die Korrektur möglicher Präzisions-/Nutationsbewegungen der Bahn bzw. der 3-achsstablierten Lage der Satelliten ist dann bereits durch die Anwendung der vorliegenden Telemetriedaten durch die NASA vorgenommen worden, was die nachfolgende Datenanalyse vereinfacht.

2.4.1 Das Koordinatensystem der Wasserstoff-Geokorona GCS

Das Koordinatensystem der Wasserstoff-Geokorona (geo coronal system = GCS) richtet sich in azimuthaler Richtung nach der Sonne aus, so daß stets der gleiche Azimutwinkel φ_{GCS} zum Strahlungsinput der Sonne zeigt. Per Definition beträgt dieser der Sonne zugewandte Azimutwinkel $\varphi_{GCS} = 180^\circ$. Der von der Sonne abgewandte Mitternachts-Meridian besitzt demnach im GCS stets den Azimut $\varphi_{GCS} = 0^\circ$.

Die polare Ausrichtung des GCS folgt im wesentlichen der terrestrischen Rotationsachse, die zugleich in etwa mit der Polachse der Erde zusammenfällt und die Lage der Tag/Nacht-Linie festlegt. Zur Erklärung dieser Ankopplung des GCS an die terrestrische Polachse sind hauptsächlich die atmosphärischen Strahlungs- und Gastransportprozesse der Erde zu nennen, welche der H-Geokorona als Quelle an neutralem Wasserstoff dienen und die u.a.

von der Breitenlage ϕ (d.h. dem Winkel zum Pol) und damit direkt vom Einfallswinkel der solaren Strahlung abhängen.

Mit der polaren Ausrichtung steht auch die Äquatorebene des GCS fest, die mit der Äquatorebene der geozentrisch-äquatorialen Koordinaten übereinstimmt, wenn auch in dieser Ebene um einen Winkel gedreht.

Das GCS stellt also ein um einen zeitabhängigen, azimutalen Winkel $\alpha(t)$ gedrehtes, geozentrisch-äquatoriales Koordinatensystem (GES) dar. Die Transformation zwischen beiden Systemen lautet daher:

$$\vec{r}_{GCS} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha(t)) & \sin(\alpha(t)) & 0 \\ -\sin(\alpha(t)) & \cos(\alpha(t)) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \vec{r}_{GES} \quad (2.3)$$

bzw. in der Umkehrung unter Anwendung der transponierten Drehmatrix.

Befindet sich die Erde (von der Sonne aus gesehen) im Frühlingspunkt, dann ist die azimutale Ausrichtung von GCS und GES gleich, d.h. zu diesem Zeitpunkt t_0 gilt $\phi_{GCS} = \phi_{GES}$ und deshalb $\alpha(t_0) = 0^\circ$. Nach einem Vierteljahr beträgt der azimutale Unterschied bereits $\alpha = 90^\circ$, d.h. für $\alpha(t)$ gilt allgemein:

$$\alpha(t) = \frac{t - t_0[d]}{365[d]} * 2\pi \quad (2.4)$$

2.4.2 Das körperfeste TWINS-Satelliten-Koordinatensystem (SFS)

Die TWINS-Satelliten werden während der gesamten Mission aktiv 3-Achsen stabilisiert, so daß die Längsachse der Satelliten stets in Richtung des Ortsvektors \vec{r} vom Satelliten zum Geozentrum zeigt.

In jedem Falle läßt sich ein in Bezug auf den Satelliten körperfestes Koordinatensystem (satellite fixed system = SFS) definieren. Das SFS hat seinen Nullpunkt im Mittelpunkt der drehbaren Instrumentenplattform. Seine x_{SFS} -Achse soll mit der raumstabilisierten

Längsachse des Satelliten übereinstimmen und daher ebenfalls stets in Richtung von \vec{r} zeigen. Die z_{SFS} -Achse liegt senkrecht zur orbitalen Ebene der Umlaufbahn des Satelliten und die y_{SFS} -Achse zeigt tangential in dessen Bewegungsrichtung.

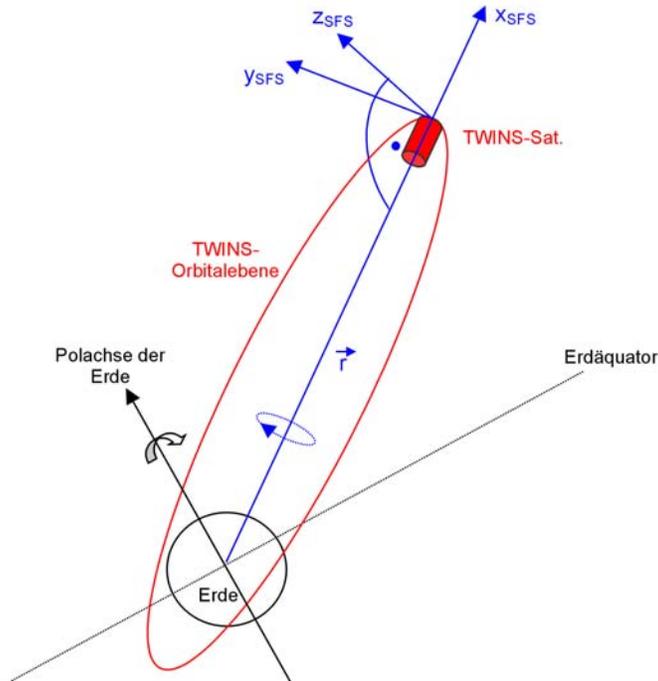


Abb. 2.4.2: Satellitenfeste Koordinaten SFS (blau) in Relation zur TWINS-Bahnebene (rot) und der festen Längsachsen-Orientierung des Satelliten auf die Erde (Ortsvektor \vec{r}).

Das satellitenfeste Koordinatensystem SFS stellt aufgrund der beschriebenen Achslagen ein um 2 Winkel (Ω und Θ) gedrehtes und zusätzlich um einen Ortsvektor \vec{r} verschobenes, geozentrisch-äquatoriales Koordinatensystem dar. Dabei sind $\Omega(t)$, $\Theta(t)$ und $\vec{r}(t)$ zeitabhängig mit der jeweiligen Bahnposition des Satelliten verknüpft. Für die Transformation eines Vektors \vec{x}_{SFS} ins GES gilt unter Anwendung der Eulerschen Drehmatrizen $A[\Omega(t)]$ und $B[\Theta(t)]$:

$$\vec{x}_{SFS} = A[\Omega(t)] B[\Theta(t)] (\vec{x}_{GES} - \vec{r}(t)_{GES}) \quad (2.5)$$

2.4.3 Das LAD-Instrumentenplattform-Koordinatensystem (RPS)

Zur vereinfachten Richtungsbeschreibung eines LAD-Sichtlinienvektors empfiehlt es sich, daß satellitenfeste Koordinatensystem SFS weitere 90° um dessen y_{SFS} -Achse zu drehen, so daß die neue z -Achse nach der Drehung in die negative x_{SFS} -Richtung (also direkt zur Erde) zeigt. Das so gedrehte, neue Koordinatensystem macht die Beschreibung der 180° -Drehungen des Aktuators besonders einfach und wird nachfolgend als RPS (rotating platform system) bezeichnet.

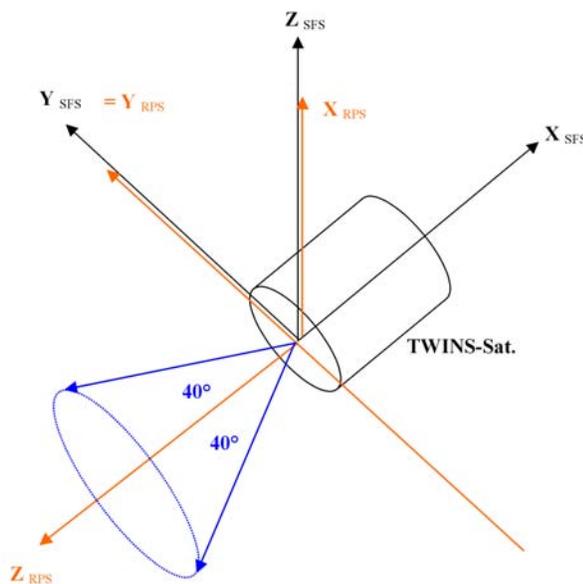


Abb. 2.4.3: RPS-Koordinaten der Instrumentenplattform (orange) in Relation zum satellitenfesten Koordinatensystem SFS (schwarz). Die Blickrichtung der LAD's (blaue Pfeile) beschreiben eine Drehung im RPS um die z_{RPS} -Achse.

Die Transformationen zwischen RPS und SFS sind besonders einfach:

$$x_{SFS} = -z_{RPS} \quad y_{SFS} = y_{RPS} \quad z_{SFS} = x_{RPS} \quad (2.6)$$

Der LAD-Sichtlinienvektor auf dem sich bewegenden Aktuator läßt sich nun besonders einfach als Drehung eines Ortsvektors \vec{r}_{RPS} um die z_{RPS} -Achse (also um den sphärischen Winkel $\phi(t)_{RCS}$) beschreiben, wobei \vec{r}_{RPS} zusätzlich mit $\theta_{RPS} = 40^\circ$ eine feste Neigung zur z_{RPS} -Achse besitzt.

Für die Simulation von Sichtlinien ist dieser Ortsvektor $\vec{r}(\phi)_{RPS}$ in Abhängigkeit von der zeitabhängigen Aktuatorposition $\phi(t)$ der Ausgangspunkt. Damit am Ende für jede Position auf der Sichtlinie eine H-Dichte errechnet werden kann, ist der Vektor über verschiedene Zwischenschritte ins GCS (geocoronal system) umzurechnen:

- Umrechnung von RPS- in SFS-Koordinaten nach Gl. 2.6
- Umrechnung der SFS-Koordinaten in geozentrisch-äquatoriale Koordinaten unter Verwendung der orbitalen Satellitenposition \vec{r}_{GES} und der inversen Transformation nach Gl. 2.5
- Umrechnung der GES-Koordinaten in geokoronale GCS-Koordinaten nach Gl. 2.3

2.5 Überdeckungskarten der Lyman- α -Detektoren

Die Ly- α -Detektoren der TWINS-Satelliten können während eines einzelnen Erdumlaufes, der innerhalb von 12 h erfolgt ist, nur einen kleinen Teil der räumlichen Verteilung des geokoronalen Wasserstoffes beobachten. Dies hat im wesentlichen folgende Gründe:

- *LAD-Switch-off-Periode für $r_{twins} \leq 4,5 - 5R_e$:* Im TWINS-Missionsplan sind lediglich Messungen der Ly- α -Detektoren für Geozentrumsabstände $\geq 4,5-5 R_e$ vorgesehen. Für kleinere Erdabstände sind beide LAD's abgeschaltet, um nicht von der stärkeren Ly- α -Strahlung im Innenbereich der Erdatmosphäre und möglichen Teilchenstrahlungen beim Durchgang durch die Van-Allen-Strahlungsgürtel geblendet zu werden bzw. einer möglichen Elektronikgefährdung nicht ausgesetzt zu sein (gleiches gilt auch für die beiden ENA-Detektoren). Insofern wird die Geokorona während eines Erdumlaufes nur aus einem sehr begrenzten Raumwinkelbereich um das Apogäum des Satellitenorbits herum beobachtet (ca. 66° azimutale Winkelüberdeckung in der Ebene des Satellitenorbits). Ly- α -Meßdaten aus den Winkelbereichen der tieferen orbitalen Positionen (z.B. um das Perigäum herum) liegen innerhalb eines Erdumlaufes missionsbedingt überhaupt nicht vor.
- *Azimutale Ausrichtung der Geokorona durch Sonne fixiert:* Die räumliche Ausrichtung (insbesondere die azimutale) der geokoronalen Wasserstoffverteilung koppelt im wesentlichen an die Richtung der Strahlungs- und Windprozesse der Sonne. Der azimutale Nullpunkt des ortsfesten, geokoronalen Koordinatensystems GCS ist daher stets zur Sonne ausgerichtet. Eine Hauptachse ist dabei die Verbindungslinie zwischen solarer (noon-meridian) und antisolarer (midnight-meridian) Richtung. Ein solches, in Bezug auf die Sonne raumfestes, Verhalten der Geokorona bedingt, daß in zeitlich dicht aufeinanderfolgenden Erdumkreisungen eines TWINS-Satelliten nahezu immer derselbe (räumlich beschränkte) Bereich der Geokorona beobachtet wird. Erst im Verlaufe eines vollen Umlaufes der Erde um die Sonne nach Ablauf eines Jahres vollzieht die Bahnebene des Satelliten eine vollständige Drehung im Koordinatensystem der Geokorona, so daß erst nach dieser Zeit LAD-Meßdaten mit einer nahezu vollständigen geokoronalen Überdeckung zur Verfügung stehen werden.

Das Verhältnis zwischen tatsächlich beobachteter Geokorona zu deren Gesamtausdehnung sollte bei vollständiger Abdeckung durch die LAD-Instrumente idealerweise bei ≈ 1 liegen. Innerhalb eines einzigen Erdumlaufes ist aber aufgrund der genannten Gründe eher von einem kleinerem Wert auszugehen.

Zur Klärung der Frage, inwiefern der pro Umlauf beobachtete Anteil der Geokorona für einen Fit der gesamten Geokorona überhaupt ausreicht, ist es wichtig zu wissen, wie die Überdeckung der Geokorona während eines TWINS-Erdumlaufes im Detail aussieht.

Modellhaft soll dazu die Geokorona in einzelne Kugelschalen eingeteilt werden, in denen das geokoronale Koordinatensystem (azimutale Ausrichtung zur Sonne, polare Ausrichtung zur Erdpolachse) gilt. Eine solche Kugelschale mit einem festen Radius r_i wird dabei in N gleiche Flächensegmente mit einer Kantenlänge von $\Delta\varphi=10^\circ$ bzw. $\Delta\theta=10^\circ$ (d.h. $N=648$ Segmente) eingeteilt. Simuliert werden LAD-Sichtlinien, die während der aktiven LAD-Meßperiode eines einzelnen Erdumlaufes auftreten können. Wird ein Flächensegment, welches in der Simulation aufgrund seiner sphärischen Koordinaten $(r_i, \theta_j, \varphi_k)$ eindeutig identifizierbar ist, von einer LAD-Sichtlinie getroffen, so ist der Trefferwert dieses Segmentes um +1 hochzuzählen. Auf diese Weise wird mit allen Segmenten in allen Kugelschalen verfahren.

Als Ergebnis dieser Simulation entstehen LAD-Überdeckungskarten für verschiedene Höhenschichten, welche solche Bereiche der Geokorona aufzeigen (rote Bereiche), die direkt durch LAD-Sichtlinien während eines einzelnen, konkret gewählten Erdorbits beobachtet werden konnten (siehe Abb. 2.5). Nicht beobachtete Bereiche verbleiben dunkel.

Zum Zeitpunkt dieser Arbeit stehen die endgültigen Bahnparameter der TWINS-Satelliten noch nicht vollständig fest. Daher kann der für diese Simulation notwendige TWINS-Orbit nur durch Verwendung der derzeit bekannten Angaben (wie Apogäumsabstand, Perigäumshöhe, Neigung der Bahnebene zum Erdäquator) sowie einigen Zusatzannahmen plausibel angenommen werden.

Zur Erstellung der LAD-Überdeckungskarten während eines Orbits wurden folgende Bahnparameter verwendet (durch die Mission vorgegebene Parameter sind durch ein * gekennzeichnet):

Bahnparameter	Wert
Datum	25.03.2003 (Equinox)
* Inklination	63.5 °
absteigender Knoten	0 °
Argument des Perigäums ω_0	0 °
* Große Bahnhalbachse	4.1649 R_e
* Bahnexzentrizität	0.733535
* Umlaufzeit	12 h

Tabelle 2.5: Verwendete Bahnparameter zur Simulation eines TWINS-Orbits

Die nachfolgende Abbildung 2.5 zeigt die geokoronale Winkelüberdeckung beider LAD's eines Satelliten während eines Orbits für 4 verschiedene Höhenbereiche (Dicke eines Höhenbereiches $\approx 0.8 R_e$):

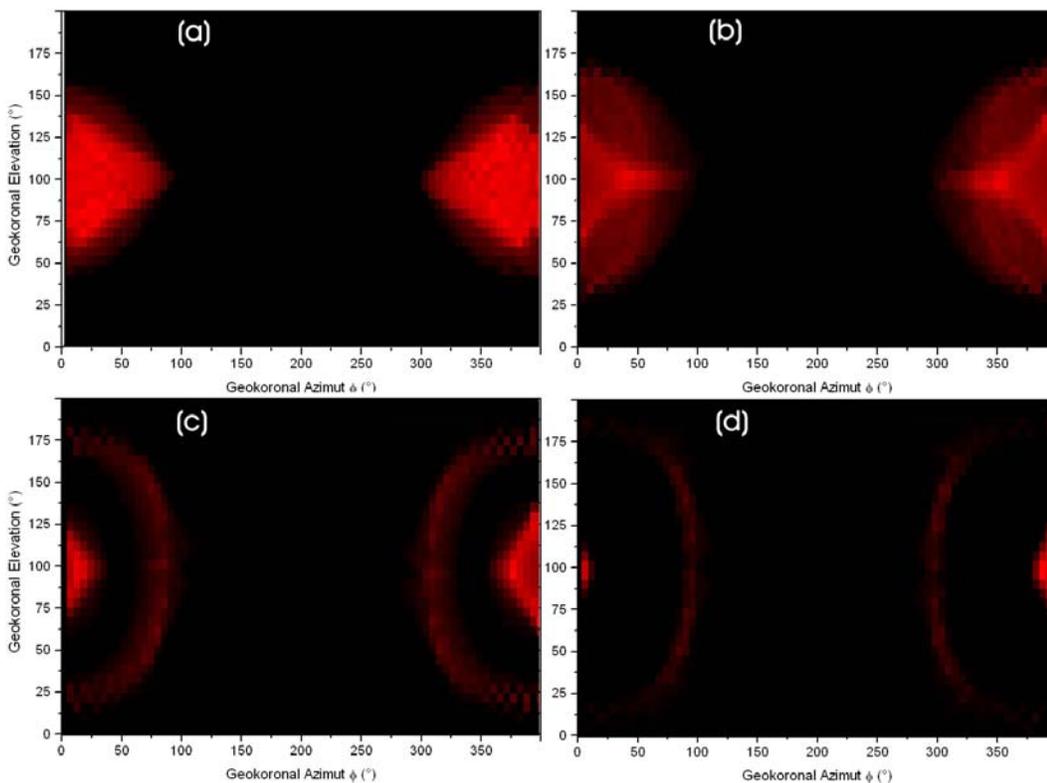


Abb. 2.5: Überdeckungskarten beider LAD-Detektoren eines Satelliten für einen fest gewählten TWINS-Orbit und verschiedene Erdzentrumsabstände (a) 3.1-3.9 R_e (b) 3.9-4.7 R_e (c) 4.7-5.5 R_e (d) 5.5-6.3 R_e ; rote Bereiche wurden während der aktiven LAD-Meßperiode eines Orbits durch Sichtlinien erreicht.

Für einen anders gewählten Zeitpunkt oder andere Werte für absteigenden Knoten bzw. Argument des Perigäums würden die LAD-Überdeckungskarten die gleiche prinzipielle Form besitzen, die allerdings um einen Winkel $\Delta\varphi$ und $\Delta\theta$ verschoben wäre, da die LAD-Sichtlinien dann andere Bereiche der Geokorona schneiden. Der Grad der geokoronalen Winkelüberdeckung durch einen einzelnen Orbit würde sich dadurch aber nicht verändern.

Wie der Anteil der gesamten, nicht abgedeckten Geokorona (uncovered area) sich für einen Satelliten im Jahresverlauf verändert, zeigt die folgende Abb. 2.5.2(a). Daraus wird ersichtlich, daß ein Satellit nach Ablauf eines Jahres etwa 23% der Geokorona unbeobachtet läßt, sofern er nach dem bisher geplanten Beobachtungsprogramm verfährt. Das die Überdeckungen der Geokorona für zwei zeitgleich und positionsversetzt arbeitende TWINS-Satelliten sofort wesentlich besser wird, zeigt Abb. 2.5.2(b) im Vergleich zu Abb. 2.5(b).

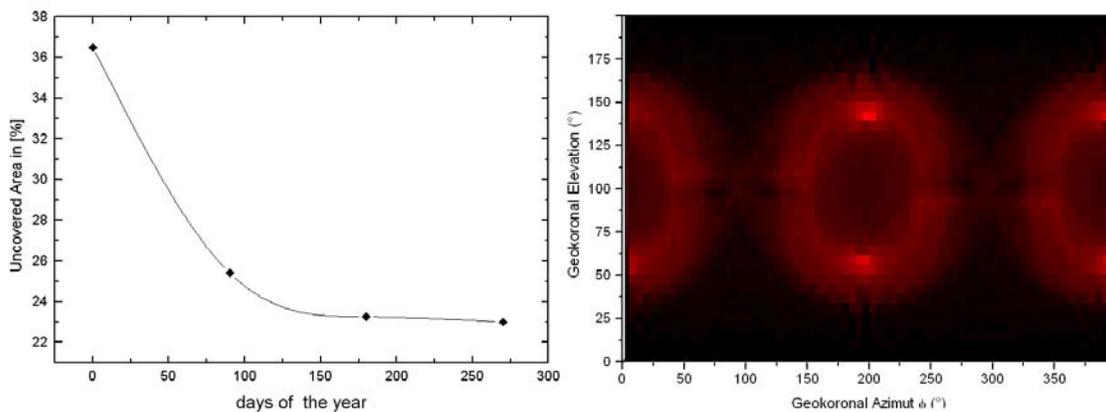


Abb. 2.5.2a: Anteil der unbeobachteten Geokorona in [%] im Jahresverlauf mit einem operierenden TWINS-Satelliten

Abb. 2.5.2b: Überdeckungskarte wie in Abb. 2.5b mit 2 operierenden TWINS-Satelliten

Aus den bisherigen Überlegungen läßt sich schließen, daß die Ly- α -Meßdaten eines Jahres die mit 77% relativ akzeptable Überdeckung der Geokorona durch LAD-Sichtlinien liefern. Dieser Effekt wird, wie bereits erwähnt, dadurch verursacht, daß der TWINS-Orbit im Jahresverlauf eine vollständige Drehung um die Geokorona vollführt, deren azimutale Ausrichtung zur Sonne ausgerichtet bleibt.

Die durch die Verwendung von LAD-Jahresdaten zu vermutende Qualitätsverbesserung der Fits einer geokoronalen Wasserstoff-Dichteverteilung im Vergleich zur Verwendung von

LAD-Daten eines einzelnen Orbits kann aber vor allem durch zeitlich variierende solare Strahlungsbedingungen wieder in Frage gestellt werden. Daher ist bei der Verwendung von LAD-Daten aus verschiedenen Zeiträumen der solare 10.7cm-Fluß als wichtigste Proxy-Größe zur Festlegung der solaren UV-Bedingungen zu beachten (siehe Kap. 3.1.1.1).

Ein Missionsziel wird es sein, aus den LAD-Daten des Gesamtzeitraumes der TWINS-Mission von möglicherweise einigen Jahren eine Abhängigkeit des geokoronalen Wasserstoffs-Dichtemodells vom solaren 10.7cm-Fluß festzustellen und näher zu beschreiben.

Sobald beide TWINS-Satelliten gleichzeitig operieren können, steigt die geokoronale Winkelüberdeckung eines Orbits etwa um $\sqrt{2}$, da der ω_0 -Wert beider Satelliten um etwa 180° versetzt sein wird (bei ansonsten weitestgehend gleichen Bahnparametern). Dadurch sind Ly- α -Beobachtungen der Geokorona aus zwei gegensätzlichen Richtungen zur gleichen Zeit möglich. Die Verbesserung der geokoronalen Überdeckung beim Einsatz von zwei Satelliten rührt hauptsächlich von Bereichen, die entweder der eine oder der andere Satellit beobachtet. Zusätzlich existieren aber auch doppelt beobachtete Bereiche, die beide von beiden Satelliten vermessen werden, daher verdoppelt sich der Überdeckungsfaktor bei zwei Satelliten nicht.

Kapitel 3

Messung der geokoronalen Lyman- α Resonanzstreustrahlung

3.1 Die solare Lyman- α Emission

Die Chromosphäre der Sonne ist Ursprung vielfältiger Linien- und Kontinuumstrahlungen im Bereich ultravioletter Wellenlängen (UV). Abb. 3.1a zeigt das solare Spektrum im UV-Wellenlängenbereich zwischen 45 nm und 145 nm.

Als stärkste solare UV-Linienemission ist die Ly- α -Linie bei $\lambda_0 = 121.55$ nm bekannt, die infolge eines Elektronenüberganges vom Niveau $n = 2$ des neutralen Wasserstoffes in den Grundzustand $n = 1$ entsteht. Die Intensität der solaren Ly- α -Linie übersteigt die Intensitäten aller anderen solaren UV-Linienemissionen. Die mittlere totale Intensität der solaren Ly- α -Linie liegt in Erdentfernung in der Größenordnung von $3.5 - 7.0 \times 10^{11}$ *Photonen/sec./cm²*.

Das Entstehungsgebiet des zentralen Ly- α -Linienbereiches befindet sich innerhalb der Chromosphäre der Sonne in einer Höhe von etwa 2.000-2.500 km oberhalb der Photosphäre (siehe Abb. 3.1b). Als Anregungsquelle dienen freie thermische Elektronen, die aufgrund von Stoßprozessen mit neutralen, im Grundzustand befindlichen Wasserstoffatomen deren Anregung in den Zustand $n = 2$ verursachen.

Um über die erforderliche Anregungsenergie ($kT_{Ly-\alpha} \approx 10.5eV$) zu verfügen, müssen die stoßenden Elektronen im Entstehungsgebiet der Ly- α -Linienemission ihre thermische Energie aus einer Umgebungstemperatur von mindestens $T_{min} \geq 20.000$ K beziehen können (Kenneth J. [1992]). In Frage kommen dafür suprathemische Elektronen aus der Hochgeschwindigkeitsflanke der Maxwellverteilung.

Die Photonen der ebenfalls thermisch bedingten Planckschen Schwarzkörperstrahlung in der Chromosphäre verfügen nicht über die erforderliche Mindestenergie zur Ly- α -Linienanregung (NLTE-Plasma), da die hierfür notwendigen LTE-Temperaturen nicht erreicht werden bzw. die Existenz von neutralem Wasserstoff bei derart hohen Temperaturen praktisch ausgeschlossen wäre. Daher spielt Strahlung als weitere Anregungsursache keine Rolle (Kenneth J. [1992]).

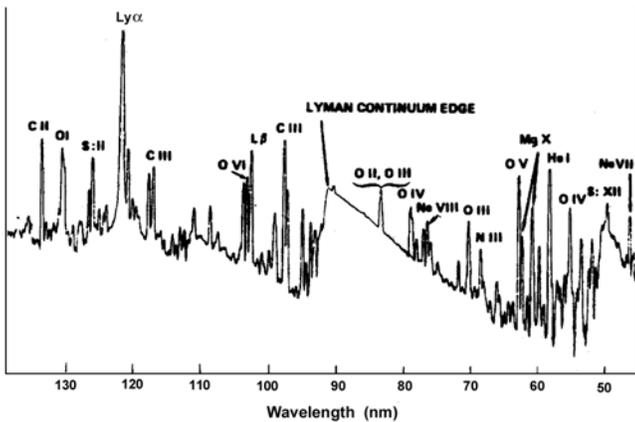


Abb. 3.1a: Solares EUV-Spektrum im Wellenlängenbereich 45 nm und 145 nm (Kenneth J. [1992])

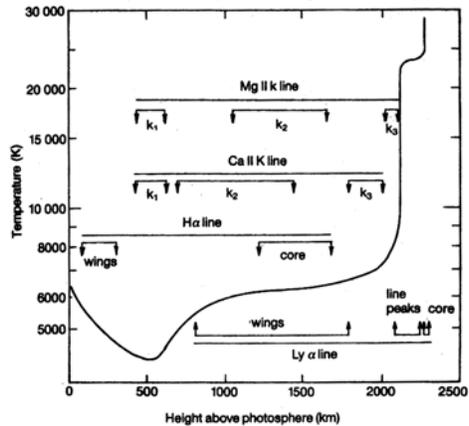


Abb. 3.1b: Variation der Chromosphären- Temperatur mit der Höhe über der Photosphäre für eine mittlere ruhige Sonne. Ebenfalls eingezeichnet sind die Entstehungsgebiete für Ly- α , H α und anderen Emissionslinien (Vernazza J.E. et al. [1991])

Die Ly- α -Linienemission entsteht in einem für diese Strahlung optisch dichten Umfeld. Daher wird ein Teil der Strahlungsintensität im Bereich der Linienmitte unmittelbar nach der

Entstehung durch den umgebenden Wasserstoff selbst absorbiert. Durch multiple Streuung akkumuliert sich Dekohärenz und es tritt eine Verbreiterung des Linienprofils in Erscheinung, da aufgrund der optischen Dicke des Umgebungsmediums Strahlungsintensität aus der Linienmitte in die Linienflügel transportiert wird (Frequenzdiffusion).

Neben der angesprochenen Ly- α -Linienemission strahlt die Sonne zusätzlich eine Ly- α -Kontinuumstrahlung ab, die durch eine Kante mit abfallender Flanke im solaren Spektrum bei $\lambda = 91.2$ nm erkennbar ist (siehe Abb. 3.1a). Diese Kontinuumstrahlung entsteht aufgrund u.a. von Rekombinationsprozessen zwischen Elektronen und Protonen, welche neutralen Wasserstoff formen (sowie Photosphärische Schwarzkörperstrahlung mit $I \approx I_{Planck}$).

Wie bereits erwähnt, soll im TWINS-Ly- α -Experiment mit Hilfe der geokoronalen Ly- α -Rückstreustrahlung die neutrale Wasserstoffdichteverteilung der Geokorona modelliert werden. Hierfür ist die quantitative Kenntnis des Strahlungsinputs der solaren Ly- α -Linie, insbesondere des Intensitätswertes der Linienmitte, in möglichst guter zeitlicher Auflösung von entscheidender Bedeutung, da dieser Wert gewissermaßen die Intensität der „Standard-Lichtquelle“ des zu bewertenden Streuprozesses darstellt.

Die Intensität der Linienmitte bei $\lambda_0 = 1215.5$ Å ist aus der integrierten, totalen Linienintensität I_{\odot} ermittelbar (Vidal-Madjar A. [1975]). Im Nachfolgenden sollen daher Methoden zur Messung der totalen Ly- α -Linienintensität der Sonne und der anschließenden Ableitung der Intensität der Linienmitte vorgestellt werden.

3.1.1 Methoden zur Bestimmung des totalen, solaren Ly- α -Linienflusses I_{\odot}

Die über den gesamten Wellenlängenbereich der solaren Ly- α -Linie integrierte Photonenzahl stellt den totalen, solaren Ly- α -Linienfluß I_{\odot} dar. Dabei beträgt der zu integrierende Wellenlängenbereich aufgrund der Linienverbreiterung etwa ± 1 Å um die Linienmitte.

Dieser Flußwert I_{\odot} , der etwa bei $3.5 - 7.0 \times 10^{11}$ Photonen/sec./cm² in Erdentfernung liegt, schwankt auf verschiedenen Zeitskalen mehr oder minder stark.

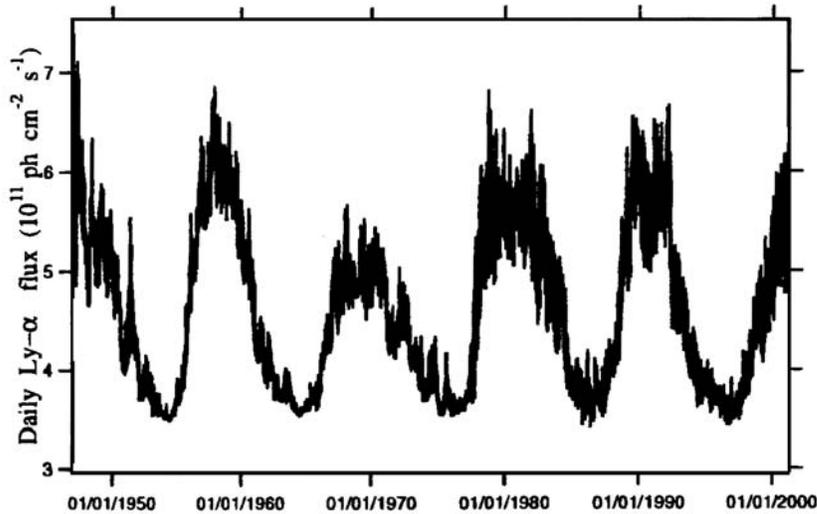


Abb. 3.1.1: Zeitliche Schwankung des (täglich gemittelten) totalen, solaren Linienflusses I_{\odot} im Zeitraum 1950-2000; (Kockarts G. [2002])

Bei einer genaueren Betrachtung des zeitlichen Verhaltens von I_{\odot} kann differenziert werden zwischen Langzeitschwankungen, die beispielsweise mit dem 11-jährigen Sonnenaktivitätszyklus in Verbindung stehen oder noch längere Zeiträume einschließen, und den Kurzzeitschwankungen, die im wesentlichen die 27-tägige Rotationsperiode der Sonne abbilden. Beide angesprochenen Schwankungsphänomene der solaren UV-Strahlungsintensität sind in Abb. 3.1.1 deutlich erkennbar.

Zusätzlich treten noch plötzliche, eruptive Erhöhungen der Intensität I_{\odot} auf, die durch Sonnenphänomene wie Flares, CME's oder X-Ray-Bursts verursacht werden und auf kurzen Zeitskalen stattfinden. In Zeiten aktiver Sonne (nahe dem solaren Maximum) kann sich I_{\odot} im Vergleich zur ruhigen Sonne nahezu verdoppeln.

Da die direkte Bestimmung von I_{\odot} am Erdboden aufgrund der UV-Absorption innerhalb der Erdatmosphäre nicht möglich ist, wurden in den vergangenen Jahren andere solare Strahlungsgrößen gefunden, deren zeitliches Verhalten mit dem des Ly- α -Flusses korreliert ist und die sich daher als indirekte Meßgrößen (Proxy) zur Bestimmung von I_{\odot} eignen. Hierfür empfehlen sich besonders die Methoden der Messung des solaren $F_{10.7cm}$ -Radioflusses oder der Bestimmung der Äquivalenzbreite der solaren $H_{e_{1083}}$ -Linie, die beide vom Erdboden aus durchgeführt werden können.

3.1.1.1 Bestimmung von I_{\odot} aus dem solaren $F_{10.7cm}$ -Radiofluß

Die Sonne ist ebenfalls Quelle einer variablen Radiokontinuum-Strahlung (S-Component), deren Intensität bei 10.7 cm-Wellenlänge als Maß für die Aktivität der Sonne verwendet werden kann.

Diese Radiokomponente ist ihrem Charakter nach eine Frei-Frei Gyroresonanzstrahlung und entsteht innerhalb der Strukturen von Sonnenflecken im Bereich zwischen oberer Chromosphäre und unterer Korona. Dabei gilt, daß die Strahlungsfrequenz der S-Component und die Elektronendichte mit größerer Entstehungshöhe innerhalb der Chromosphäre abnehmen.

Insbesondere die Radiostrahlung im Frequenzbereich zwischen 500 und 9000 MHz und mit ihr die $F_{10.7cm}$ -Emission (2800 MHz) variiert offenbar aufgrund der gleichen solaren Wirkungsmechanismen, die auch die Änderungen im sichtbaren, UV- und Röntgenbereich der solaren Strahlung hervorrufen (Barth C.A. et al. [1990]).

So korreliert die $F_{10.7cm}$ -Emission, die sich dicht am spektralen Maximum der S-Component-Emission befindet, deutlich mit der Sonnenfleckenzahl (gemittelt über einen Monat) bzw. mit dem mittleren totalen Lyman- α -Fluß I_{\odot} der Sonne, wie Abb. 3.1.1.1a und 3.1.1.1b zeigen.

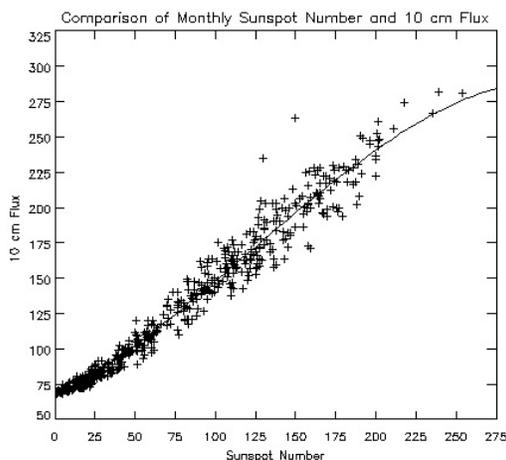


Abb. 3.1.1.1a: Korrelation des $F_{10.7cm}$ -Flusses mit der Sonnenfleckenzahl (monatlich gemittelt); (Barth C.A. et al. [1990])

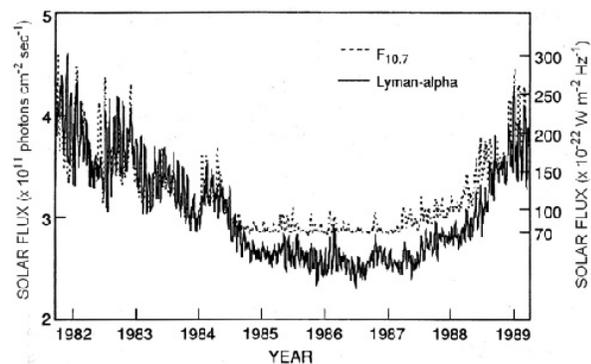


Abb. 3.1.1.1b: Korrelation des $F_{10.7cm}$ -Flusses mit dem totalen, solaren Ly- α -Fluß im Zeitraum 1981-1989; (Barth C.A. et al. [1990])

Ein Vorteil bei der Verwendung des $F_{10.7cm}$ -Index zur Bestimmung solarer UV-Flußgrößen ist die unkomplizierte und kontinuierliche Meßbarkeit am Erdboden mittels Radioteleskopen.

Detailinformationen über die Korrelation der $F_{10.7cm}$ -Emission mit anderen solaren Indizes finden sich u.a. in (Donnelly R.F. et al. [1983]). Weiterführende Untersuchungen zu prinzipiellen Limits der Genauigkeit bei der Bestimmung des totalen Ly- α -Linienflusses der Sonne aus Messungen des $F_{10.7cm}$ -Flusses werden u.a. in (Tapping K.F. et al. [1994]) vorgestellt.

3.1.1.2 Bestimmung von I_{\odot} aus der Äquivalenzbreite der solaren He_{1083} -Absorptionslinie

Zur Bestimmung des solaren Ly- α -Flusses I_{\odot} kann auch die Äquivalenzbreite der solaren He I-Absorptionslinie bei 1083 nm Wellenlänge (gemittelt über die gesamte Sonnenscheibe) verwendet werden, die sich ebenfalls am Erdboden messen läßt (Harvey J.W. [1984]).

Die Äquivalenzbreite ist dabei definiert als die Linienabsorption (solarer Hintergrund abzüglich gemessener Intensität) integriert über den Wellenlängenbereich der Linie, dividiert durch die lokale Kontinuumsintensität. Es ist eine Messung der Stärke der He I-Linienabsorption in Relation zum lokalen, solaren Kontinuum.

Die He_{1083} -Linie entsteht in der Chromosphäre und ihr zeitliches Verhalten wird bestimmt durch eine gesteigerte oder geschwächte Linienabsorption in wolkenartigen Strukturen innerhalb der Sonnenflecken, den sogenannten *Plages*. Innerhalb der *Plages* erscheint die He_{1083} -Linie "dunkler", während *Plages* im UV-Bereich als hellere Bereiche auftauchen. Eine erhöhte Äquivalenzbreite der He_{1083} -Linienabsorption korreliert demnach mit einem höheren, solaren Ly- α -Fluß.

Die Schwankungen des lokalen, solaren Hintergrundes (etwa 0.1%) sind dabei vernachlässigbar gegenüber den Schwankungen der He_{1083} -Äquivalenzbreite von etwa 70% für die 27-tägige solare Rotation und bis zu 300% innerhalb des Sonnenzyklusses (Donnelly R.F. et al. [1985]).

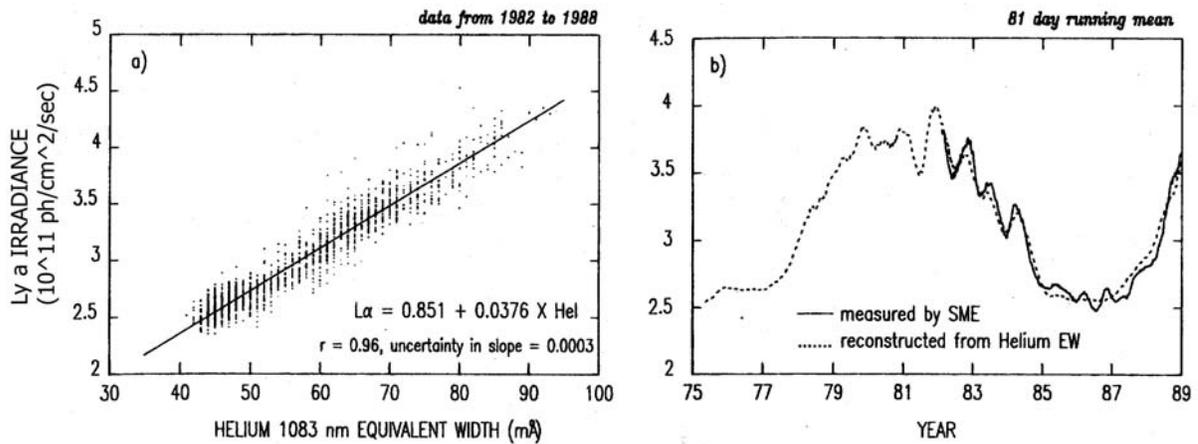


Abb. 3.1.1.2a: Streuplot von SME-Ly- α -Daten und der He_{1083} -Äquivalenzbreite mit angefitzter Regressionsgeraden (tägliche Daten zwischen 1982-1988); (Lean J. [1990])

Abb. 3.1.1.2b: gemessene (SME) und aus Regression (a) rekonstruierte, solare Ly- α -Linienintensität; (Lean J. [1990])

Der Zusammenhang zwischen He_{1083} -Äquivalenzbreite und dem Ly- α -Fluß der Sonne ist im wesentlichen linear. Mittels SME gemessene Ly- α -Flüsse lassen sich mit Hilfe der angefitzten Regressionsgeraden gut rekonstruieren (Lean J. [1990]).

Die Bestimmung von I_{\odot} mit Hilfe der He_{1083} -Absorptionslinie im Vergleich zur Verwendung des solaren $F_{10.7cm}$ -Flußwertes ist weniger fehleranfällig in Bezug auf sehr rasche Aktivitätsphänomene der Sonne, wie bspw. Flares oder X-Ray-Bursts.

Weiterführende Informationen über die Genauigkeit und Messungen des He_{1083} -Absorptionslinienindex finden sich u.a. in (Donnelly R.F. et al. [1985]).

3.1.2 Der Linienmittenfluß $I_{\odot}(\lambda_0)$ der solaren Ly- α -Linie

Die resonante Rückstreuung der solaren Ly- α -Strahlung in der Geokorona, die Gegenstand der Messungen des TWINS-Ly- α -Experimentes ist, beschränkt sich nur auf Photonen mit Wellenlängen nahe der Linienmitte bei $\lambda_0 = 1215.5 \text{ \AA}$.

Dies ist vor allem aus thermischen Gründen der Fall: Die Geokorona besitzt mit einer durchschnittlichen Temperatur von $T \approx 1.000 \text{ K}$, die im Vergleich zur Temperatur im Entstehungsgebiet der solaren Ly- α -Linie von $T_{min} \geq 20.000 \text{ K}$ um mehr als eine Größenordnung geringer ist, die kleinere Dopplerverbreiterung des Absorptionsquerschnittes. So beträgt die Verbreiterung der Linie aufgrund thermischer Effekte in der Geokorona lediglich $\Delta\lambda \approx 1.6 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$. Solare Ly- α -Photonen hingegen besitzen demgegenüber die viel größere (nicht nur thermisch bedingte) Bandbreite von $\Delta\lambda \approx 1 \text{ \AA}$. Folglich nehmen alle solaren Photonen mit Wellenlängen außerhalb dieses relativ engen, resonanten Absorptionsbandes der Geokorona am Streuprozeß nicht teil.

Aus diesem Grunde ist der solare Ly- α -Photonenfluß der Linienmitte $I_{\odot}(\lambda_0)$ die letztlich wichtige Eingangsgröße zur Bestimmung der geokoronalen Resonanzstreuungsverteilung.

Sofern keine direkte Messungen von $I_{\odot}(\lambda_0)$ über einen möglichen, externen Satelliten in guter Zeitaufösung zur Verfügung stehen, muß dieser Wert auf indirektem Wege bestimmt werden. Dazu bieten sich bei Kenntnis des totalen, solaren Ly- α -Linienflusses I_{\odot} im wesentlichen zwei Verfahren an, die im Folgenden vorgestellt werden.

3.1.2.1 Korrelation des totalen Linienflusses I_{\odot} mit dem Linienmittenfluß $I_{\odot}(\lambda_0)$

Nach (Vidal-Madjar A. [1975]) besteht ein durch Messungen in den Jahren 1969-1972 gefundener Zusammenhang zwischen dem totalen Linienfluß I_{\odot} und dem gesuchten Fluß der Linienmitte $I_{\odot}(\lambda_0)$ der Art:

$$I_{\odot}(\lambda_0) = 0.54 \cdot I_{\odot}^{1.53} \pm 0.33 \quad (3.1)$$

Es wird sich dabei auf Messungen des Satelliten OSO-5 bezogen, welcher im Jahre 1969 gestartet wurde und für 4 zusammenhängende Jahre $I_{\odot}(\lambda_0)$ und I_{\odot} mit getrennten Instrumenten observierte. Die Sonnenaktivität befand sich während dieser Messungen auf halbem Wege zum solaren Minimum des Jahres 1972. Abb. 3.1.2.1 zeigt den Bestfit auf Basis dieser Messungen.

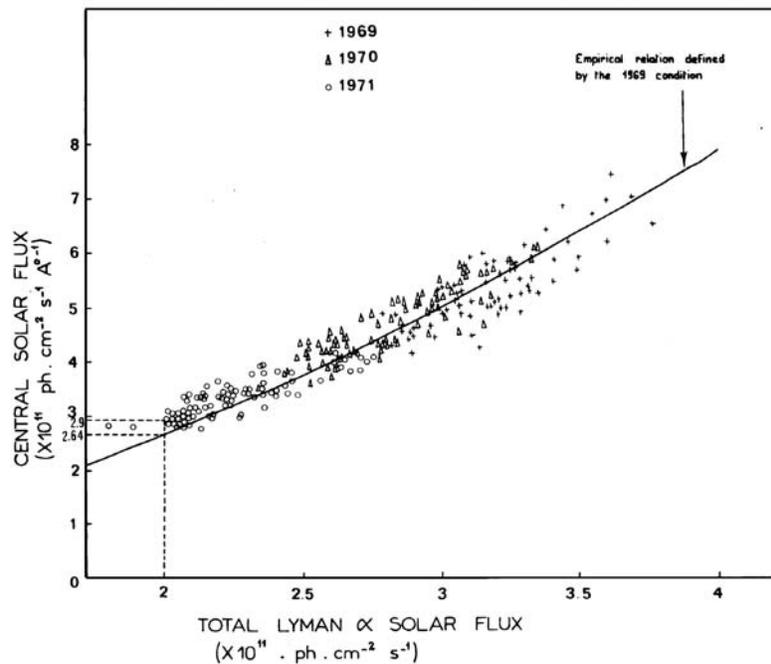


Abb. 3.1.2.1: Zusammenhang zwischen dem totalen solaren Ly- α -Fluß I_{\odot} und dem Liniemittenfluß $I_{\odot}(\lambda_0)$; (Vidal-Madjar A. [1975]).

Störeffekte, wie beispielsweise die instrumentelle Alterung, wurden bei der Datenanalyse berücksichtigt (Vidal-Madjar A. [1975]). Zusätzlich konnten die OSO-5-Instrumente anhand von Messungen eines weiteren Satelliten OGO-5 in der Geokorona (Bertaux & Blamont [1970]) in den ersten beiden Jahren fortlaufend kalibriert werden.

3.1.2.2 Bestimmung von $I_{\odot}(\lambda_0)$ aus dem Emissionsprofil der solaren Lyman- α Linie

Die zweite Methode zur Bestimmung der gesuchten Intensität der Linienmitte $I_{\odot}(\lambda_0)$ aus dem totalen Ly- α -Linienfluß I_{\odot} setzt die Kenntnis des Emissionsprofils der solaren Ly- α -Linie auf Basis eines Modells voraus.

Wie bereits angesprochen ist aufgrund der hohen optischen Dichte sowie der thermischen Verhältnisse im Entstehungsgebiet der Linie von $T \geq 20.000$ K in der Sonne die Emissionslinie stark verbreitert. Hervorgerufen wird diese Linienverbreiterung hauptsächlich durch Mehrfachstreuung und eine damit erfolgende Frequenzdiffusion, die für eine Flußmigration vom Peak in die Linien-Flanken sorgt. Die deutliche Selbstabsorption um die Linienmitte herum wird ebenfalls durch die umgebende hohe optische Dicke verursacht. Hinzu kommt eine höhere Dopplerverbreiterung der Linie. Abb. 3.1.2.2 zeigt das gemessene Emissionsprofil.

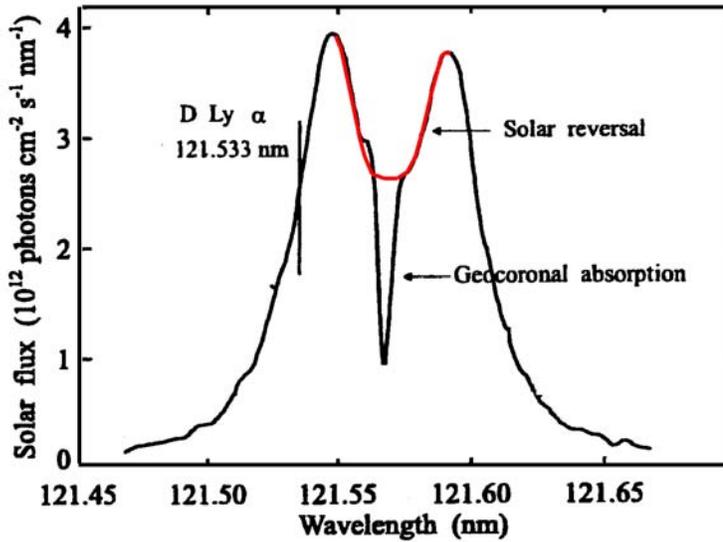


Abb. 3.1.2.2: solares Ly- α -Emissionsprofil mit Einfluß der Geokorona (schwarz) und ohne Einfluß (rot); (Lemaire P. et al. [1978])

Ein realitätsnahes Modell des solaren Ly- α -Profils liefert eine Approximation mittels zweier überlagerter Gauß-Funktionen, wobei die Erste für die dopplerverbreiterte Linie selbst steht und die Zweite den negativen Beitrag der Selbstabsorption darstellt (Scherer H. & Fahr H.J. [2001]):

$$\frac{I_{\odot}(\lambda)}{I_{\odot}} = I_{norm} \left(a \exp \left[- \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta a} \right)^2 \right] - b \exp \left[- \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta b} \right)^2 \right] \right) \quad (3.2)$$

Mit Hilfe von Messungen des solaren Emissionsprofils, die u.a. durchgeführt wurden mit Hilfe der OSO-Satelliten (Bonnet R.M. [1978]), lassen sich die Koeffizienten dieses Modells zu $a = 7.9589$, $b = 5.6930$, $\Delta a = 0.351\text{\AA}$ und $\Delta b = 0.2\text{\AA}$ fitten.

Der Faktor I_{norm} sorgt für die Normierung der Fläche unter der Linie auf den totalen, solaren Ly- α -Fluß und läßt sich angeben mit:

$$I_{norm} = \left(\int_0^{\infty} \frac{I(\lambda)}{I_{\odot}} d\lambda \right)^{-1} = \frac{1}{\sqrt{\pi}(a\Delta a - b\Delta b)} \quad (3.3)$$

Unter diesen Umständen und nach Einsetzen der gefitteten Werte ergibt sich ein Fluß in der Linienmitte $I_{\odot}(\lambda_0)$ im Verhältnis zum totalen, solaren Ly- α -Fluß I_{\odot} von:

$$\frac{I_{\odot}(\lambda_0)}{I_{\odot}} = \frac{a - b}{\sqrt{\pi}(a\Delta a - b\Delta b)} \approx 0,77 \quad (3.4)$$

Allerdings kann die Form und damit die eingesetzten Werte des Emissionsprofils quantitativ in der Zeit rasch schwanken mit bekannten Zeitskalen von Tagen, möglicherweise auch innerhalb von Stunden (Scherer H. & Fahr H.J. [2001]).

3.2 Das Prinzip der Resonanzstreuung

Die Geokorona entsteht aufgrund der resonanten Streuung des solaren Ly- α -Lichtes am neutralen Wasserstoff der Exosphäre. Dabei ist die geokoronale Streustrahlungsverteilung allein durch die Dichte- bzw. Temperaturverteilung des neutralen Wasserstoffs in der Exosphäre, den physikalischen Eigenschaften des resonanten Streuvorganges und den Größen des solaren Strahlungsinputs festgelegt.

Bei bekannten solaren Ly- α -Strahlungswerten und anhand der gemessenen geokoronalen Streustrahlungsintensitäten lassen sich somit auf der Basis dieser Methode direkte Rückschlüsse auf die Wasserstoff-Dichteverteilung innerhalb der H-Geokorona ziehen.

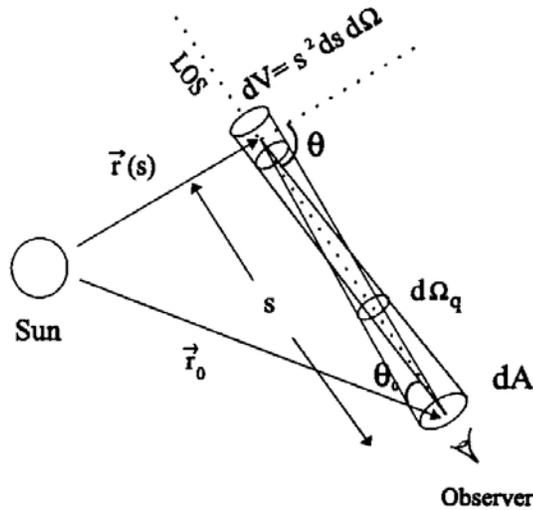


Abb. 3.2: Beobachtungsgeometrie zur Messung von Resonanzstreuung mit der Sonne als Strahlungsquelle; (Brasken M. & Kyrölä E. [1998])

3.2.1 Bestimmung des Sichtlinien-Integrals

Zur Berechnung der Intensität der geokoronalen Resonanzstreuung in einer gegebenen Blickrichtung (α, δ) vom Ort eines Betrachters \vec{r} unter der Annahme von Einfachstreuung im optisch dünnen Medium muß entlang der Sichtlinie (im weiteren auch LOS = „Line

of sight“) wie folgt integriert werden:

$$4\pi I(\alpha, \delta) = \int_s n(s) \cdot g(s) \cdot p(\phi(s)) ds \quad (3.5)$$

Die drei Faktoren im Integranden lassen sich wie folgt bezeichnen:

- $n(s)$ ist die Dichte des neutralen, exosphärischen Wasserstoffs entlang der Sichtlinie, dessen Dichteverteilung in den weiteren Berechnungen durch ein geeignetes H-Dichtemodell der Exosphäre gegeben wird (z.B. Modell von (Hodges R.R. [1994]) bzw. das daraus abgeleitete und hinsichtlich der Parameter vereinfachte Modell P.E.M., wie beschrieben in Kap. 5)
- $g(s)$ ist die Resonanzstreurate, welche die Anzahl der pro Wasserstoffatom gestreuten Ly- α -Photonen je Sekunde und Steradian angibt und das Faltungsintegral des solaren Linienprofils $F(\lambda, \vec{r}_{sun})$ mit dem Streuquerschnitt der Resonanzabsorption $\sigma_R(\lambda, \vec{r}_{sun})$ darstellt:

$$g(\vec{r}) = \int_0^{\infty} \pi \cdot F(\lambda, \vec{r}_{sun}) \cdot \sigma_R(\lambda, \vec{r}_{sun}) \cdot d\lambda \quad (3.6)$$

Diese Faltung kann zu einem Produkt vereinfacht werden, da für alle Wasserstoffatome mit Radialgeschwindigkeiten $v_r \leq 25 \frac{km}{s}$ in etwa der gleiche solare Ly- α -Fluß der Linienmitte effektiv wirksam wird und somit durch ein frequenzunabhängiges Profil F_{eff} approximiert werden kann (Witt N. [1979]).

Die Abhängigkeit vom Sonnen-Ortsvektor \vec{r}_{sun} ist ebenfalls entfernbar, da sich zum einen die Punkte jeder Sichtlinie im wesentlichen im Abstand Erde-Sonne ($r \approx 1$ AE) befinden und zum anderen Winkelabhängigkeiten des solaren Ly- α -Strahlungswertes für verschiedene Erdpositionen auf der Umlaufbahn um die Sonne nicht vorliegen.

Der effektiv wirksame solare Ly- α -Fluß F_{eff} im Abstand Erde-Sonne setzt sich zusammen aus dem in Erdnähe gemessenen solaren Ly- α -Fluß der Linienmitte πf_0 und der Doppler-Verbreiterung der Absorptionslinie $\Delta\lambda_D$ (Østgaard N. & Mende S.B. [2003]):

$$F_{eff} = \pi f_0 \cdot \Delta\lambda_D \sqrt{\pi} \quad (3.7)$$

Für die Ly- α -Resonanzstreurrate der Linienmitte in Erdentfernung $g(r_E)$ gilt demnach:

$$g(r_E) = \sigma_R(\lambda_0) \cdot F_{eff} = \sigma_R(\lambda_0) \cdot \pi f_0 \cdot \Delta\lambda_D \sqrt{\pi} \quad \text{für } r \approx r_E \quad (3.8)$$

wobei der Ly- α -Streuquerschnitt der Linienmitte $\sigma_R(\lambda_0)$ für atomaren Wasserstoff gegeben ist durch (SI-Einheiten):

$$\sigma_R(\lambda_0) = \frac{f_{12} \cdot \mu_0 \cdot e^2 \cdot \lambda_0^2}{4\sqrt{\pi} \cdot m_e \cdot \Delta\lambda_D} \quad (3.9)$$

Hierbei ist f_{12} die quantenmechanische Übergangswahrscheinlichkeit des Ly- α -Oszillatorüberganges, m_e die Elektronenmasse, e die Elektronenladung und $\Delta\lambda_D = \lambda_0/c \cdot \sqrt{2kT/m_H}$ die thermisch bedingte Dopplerverbreiterung der Absorptionslinie.

Unter Annahme einer mittleren Exosphärentemperatur von $T \approx 1.000$ K ergibt sich ein mittlerer Zahlenwert in der Linienmitte für den Streuquerschnitt $\sigma_R(\lambda_0) \approx 1.8 \cdot 10^{-13}$ cm² bzw. für die Ly- α -Resonanzstreurrate im Abstand Erde-Sonne $g(r_E) \approx 1.6 \cdot 10^{-3}$ Streuprozesse pro H-Atom und Sekunde.

- $p(\phi)$ ist die normalisierte Phasenfunktion der Resonanzstreuung, welche die Winkelabhängigkeit zwischen Emissions- und Absorptionsrichtung angibt. Für den Ly- α -Streuprozess des Wasserstoffs kann $p(\phi) = 1$ gesetzt werden, d.h. die Rückstrahlung nach der Streuung erfolgt im wesentlichen isotrop.

Durch die aufgeführten Vereinfachungen reduziert sich das Sichtlinien-Integral in Gleichung (3.5) auf:

$$4\pi I = g(r_E) \cdot \int_s n(s) ds = g(r_E) \cdot N \quad (3.10)$$

Die Integration entlang der Sichtlinie s durch die Geokorona kann bei numerischer Berechnung für Erdentfernungen von $r \geq 10R_e$ abgebrochen werden, da hier das Neutralgas der Geokorona bereits in die interplanetare Neutralgasverteilung übergegangen ist und keinen eigenen, nennenswerten Intensitätsbeitrag mehr liefert. Die Streustrahlungsintensität des

interplanetaren Wasserstoffs wird als Störeinfluß auf die Messungen in Kap. 3.3.2 näher betrachtet.

3.2.2 Abschätzung der optischen Dicke

Eine Grundvoraussetzung für die Gültigkeit des Sichtlinienintegrals in Gleichung (3.10) ist die Annahme eines optisch dünnen Mediums, was hauptsächlich bedeutet, daß jedes solare Ly- α -Photon auf dem Weg zum Beobachter nur einmal durch den geokoronalen Wasserstoff gestreut wird (single scattering).

Die optische Dicke entlang der Sichtline läßt sich angeben zu (Anderson D.E. & Hord C.W. [1977]):

$$\tau = \sigma_R \cdot \int_s n(s) ds \quad (3.11)$$

Ein Medium ist bezüglich eines Streuprozesses für $\tau \leq 0.1$ als optisch dünn anzunehmen (Anderson D.E. & Hord C.W. [1977]). In diesem Falle unterliegen mehr als 90% der Photonen der Einfachstreuung. Da die optische Dicke τ von der H-Säulendichte entlang der Sichtlinie und damit vom H-Dichteprofil abhängt, muß zunächst bestimmt werden, ab welcher Höhe (bzw. Geozentrumsentfernung) die H-Neutralgasdichte bereits soweit gefallen ist, so daß für alle Sichtlinien oberhalb dieser Entfernung $\tau \leq 0.1$ gilt und somit ein optisch dünnes Medium vorliegt.

Im Falle der H-Dichteverteilung der Geokorona und des resonanten Ly- α -Streuprozesses ist die Bedingung $\tau \leq 0.1$ für Erdabstände oberhalb von $\geq 3.0 - 3.5 R_e$ erreicht (Østgaard N. & Mende S.B. [2003]).

Aufgrund des TWINS-Missionsablaufes werden die Ly- α -Detektoren erst Geozentrumsabständen von $r_{on} \geq 4.5 - 5.0 R_e$ zur Messung eingeschaltet. Mit einem Neigungswinkel von 40° relativ zur Verbindungslinie Satellit-Erde kann insofern jede Sichtlinie nicht näher als

$$r_{on} \cdot \sin(\Theta_{tilt}) = [4.5 - 5.0] R_e \cdot \sin(40^\circ) \approx 3.0 R_e \quad (3.12)$$

an den Erdmittelpunkt herankommen. Daher ist die Verwendung des vereinfachten Ansatzes der Einfachstreuung in den nachfolgenden Simulationen gerechtfertigt.

3.2.3 Zusammenhang zwischen Resonanzstreurate g und der Exosphärentemperatur

Die Breite des resonanten Wellenlängenbereiches bestimmt wesentlich die Effektivität eines Streuprozesses. So wird durch eine größere Breite die Anzahl der prinzipiell streubaren Photonen erhöht, da deren Wellenlänge stets innerhalb des Resonanzbereiches liegen muß, um für eine Streuung in Frage zu kommen.

Die thermische Bewegung der geokoronalen H-Atome, die im wesentlichen in Form einer Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung vorliegen, sorgt auch für eine Doppler-Verbreiterung $\Delta\lambda_D$ der Resonanzbreite des Ly- α -Überganges.

Bei einer durchschnittlichen Exosphärentemperatur von $T_{Ex} \approx 1.000$ K bewegen sich die H-Atome in irgendeiner beliebigen Vorzugsrichtung am wahrscheinlichsten mit der Geschwindigkeit von:

$$v = \sqrt{\frac{2kT_{Ex}}{m_H}} \quad (3.13)$$

Die angesprochene Doppler-Verbreiterung $\Delta\lambda_D$ läßt sich dann angeben zu:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT_{Ex}}{m_H}} \approx 1.6 \cdot 10^{-12} m \quad (3.14)$$

mit der Resonanz-Wellenlänge $\lambda_0 = 1.2157 \cdot 10^{-7} m$ des Ly- α -Überganges.

Wie bereits im Abschnitt 3.2.1 erläutert, hat die (in diesem Falle thermisch bedingte) Vergrößerung der Resonanzbreite eines Ensembles von H-Absorbern um $\Delta\lambda_D$ einerseits vergrößernden Einfluß auf den effektiven, solaren Ly- α -Fluß F_{eff} , der die für den Streuprozess zur Verfügung stehenden Photonenrate angibt

$$F_{eff} = \pi f_0 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT_{Ex}}{m_H}} \quad (3.15)$$

und andererseits auch Auswirkungen auf den effektiven, jetzt wellenlängenabhängigen Streuquerschnitt $\sigma_R(\lambda)$ der Form:

$$\sigma_R(\lambda) = \frac{f_{12} \cdot \mu_0 \cdot e^2 \cdot \lambda_0^2}{4\sqrt{\pi} \cdot m_e \cdot \Delta\lambda_D} \exp\left(-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right) \quad (3.16)$$

Integration von $\sigma_R(\lambda)$ über die Dopplerverbreiterung $\Delta\lambda_D$ symmetrisch um λ_0 herum ergibt:

$$\sigma_R(\Delta\lambda_D) = \sigma_R(\lambda_0) \cdot \int_{\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda_D}{2}}^{\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda_D}{2}} \exp\left(-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right) d\lambda = \sigma_R(\lambda_0) \Delta\lambda_D \sqrt{\pi} \operatorname{Erf}\left[\frac{1}{2}\right] \quad (3.17)$$

Die Sonne als Ursprung der Ly- α -Linienstrahlung besitzt aufgrund der größeren Temperaturen von $T \approx 2 \cdot 10^4$ K und der großen optischen Dichte in der Photosphäre im Vergleich zu $\Delta\lambda_D$ eine wesentliche größere Emissionsbreite, so daß die solare Strahlung die 1.000 K-dopplerverbreiterte, geokoronale Resonanzbreite $\lambda_0 \pm \Delta\lambda_D/2$ in jedem Falle mit Photonen zur Streuung bedienen kann.

Insofern wird deutlich, daß sich die Ly- α -Streurrate pro H-Atom und Sekunde in Erdnähe g proportional zur Wurzel der Exosphärentemperatur T_{Ex} verhält und somit bei höheren Temperaturen T_{Ex} ebenfalls ansteigt.

$$g = \sigma_R(\Delta\lambda_D) \cdot F_{eff} \sim \sqrt{T_{Ex}} \quad (3.18)$$

Zur Modellierung der zeitabhängigen Temperaturverteilung in der Exosphäre soll ein Modell der *COSPAR International Reference Atmosphere* (CIRA [1965]) verwendet werden. Dort sind die Höhenabhängigkeiten der Temperatur T_{Ex} für 3 verschiedene, solare $F_{10.7cm}$ -Flüsse angegeben. Weiterhin ist dort ein Modell für die Schwankung der

Temperatur in Abhängigkeit von der lokalen Zeit, der Höhe und ebenfalls 3 verschiedenen, solaren $F_{10.7cm}$ -Flüssen aufgeführt.

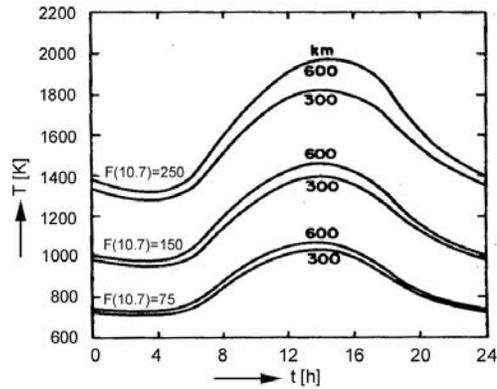
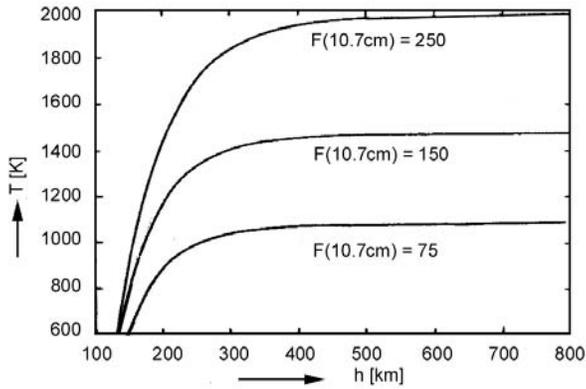


Abb. 3.2.3a: Exosphärentemperatur T_{Ex} gegen Höhe für 3 verschiedene, solare $F_{10.7cm}$ -Flüsse (Einheit: $10^{-22} Wm^{-2}cs^{-1}$) für eine feste, lokale Zeit von 14:00, (CIRA [1965])

Abb. 3.2.3b: Exosphärentemperatur T_{Ex} gegen lokale Zeit für 2 verschiedene Höhen 300 km und 600 km, (CIRA [1965])

Es wird deutlich, dass die Exosphärentemperatur T_{Ex} im Zuge verschiedener Höhen, unterschiedlicher solarer Aktivitäten und abweichender lokaler Zeitpunkte um bis zu $\approx 100\%$ um den Mittelwert von 1.000 K schwanken kann, was Schwankungen der Resonanzstreurrate g von $\approx 10\%$ nach sich zieht. Die Streurrate g hat linearen Einfluß auf die Zählraten der Ly- α -Detektoren, so daß diese im gleichen Maße schwanken sollten. Eine Berücksichtigung der aktuellen Exosphärentemperatur in den nachfolgenden Modellrechnungen ist daher notwendig.

Die Bewegung der Erde um die Sonne mit $v \approx 30 \frac{km}{s}$ bewirkt zusätzlich eine Verschiebung des Resonanzbereiches nach dem quadratischen Dopplereffekt, dessen Einfluß aber aufgrund der quantitativen Größe des dort enthaltenen Terms $\frac{v}{c}$ vernachlässigt werden kann.

3.2.4 Umrechnung der Detektor-Zählrate in die Neutralgasdichte der Sichtlinie

Die Ly- α -Flight-Module (FM1 und FM2) für beide TWINS-Satelliten wurden bereits am Erdboden durch verschiedene Methoden absolut kalibriert (siehe Kapitel 2.3.1.3).

Als Ergebnis der Kalibration liegt für jedes Ly- α -Flight-Modul je ein Kalibrationsfaktor η pro Ly- α -Detektor vor, der die Detektor-Zählrate N_i (=Anzahl der gezählten Ly- α -Photonen pro Sekunde) mit dem dafür notwendigen Strahlungsfluß I in Rayleigh [R] verbindet. Der Kalibrationsfaktor η für einen Detektor läßt sich schreiben als:

$$\eta = \frac{N_i}{I} \quad (3.19)$$

Im Kalibrationsfaktor η sind bereits alle relevanten, technischen Größen des Experimentes wie beispielsweise die effektive Detektorfläche, der Öffnungswinkel, die Filtereffektivität, die Ansprechwahrscheinlichkeit der Photomultiplier u.a. berücksichtigt, da die Kalibration bei komplettem Aufbau des Detektorinstrumentes erfolgte.

Eine Emissionsrate von $4\pi I = 1[R]$ ist äquivalent zu:

$$1 [R] = \frac{10^6}{4\pi} \left[\frac{\text{photonen}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{ster}} \right] \quad (3.20)$$

Die gemessene Intensität I entlang einer Sichtlinie s nach Gleichung (3.10) läßt sich in der Einheit [R] schreiben als:

$$I = \frac{g}{4\pi} \cdot \int n(s) ds \cdot \left(\frac{4\pi}{10^6} \right) \quad (3.21)$$

Die entlang der Sichtlinie integrierte H-Neutralgasdichte in direkter Abhängigkeit von der gemessenen Detektor-Zählrate N_i ergibt sich daher zu:

$$\int n(s) ds = \frac{10^6 \cdot N_i}{g \cdot \eta} \quad (3.22)$$

3.3 Störeinflüsse weiterer Lyman- α Strahlungsquellen

Neben der unmittelbaren, solaren Ly- α -Primäreinstrahlung sorgen einige andere kosmische Objekte für eine zusätzliche Ly- α -Strahlung und können dadurch eine Verfälschung der Meßergebnisse in zweifacher Hinsicht verursachen:

- Eine Ly- α -Störquelle, die ins direkte Sichtfeld der TWINS-Detektoren gelangt, erhöht auf diesem Wege die Zählraten ohne Teilnahme an einem resonanten, geokoronalen Streuprozeß. Dabei ermöglicht die große Halbwertsbreite der Durchlaßkurve der LAD-Bandpaßfilter von etwa 100Å die nahezu komplette Transmission aller eintreffenden Ly- α -Photonen der Störquelle zu den Photomultipliern. Die Wellenlängenverschiebung dieser Photonen $\Delta\lambda$ von der Linienmitte λ_0 aufgrund von Quellenbewegungen, Mehrfachstreuung oder thermischer Linienverbreiterung ist bei weitem nicht ausreichend, um die eintreffenden Wellenlängen außerhalb des Transmissionsbereiches der LAD-Bandpaßfilter zu verschieben.

Beispiele für kosmische Ly- α -Störquellen dieses Typs sind das interplanetare Medium, die galaktische Scheibe der Milchstraße sowie junge Ly- α -helle Sterne (vor allem Spektraltyp OB). Auch die Erde selbst strahlt in den unteren, optisch dichten Schichten (innere Hydrosphäre) einen großen Teil der einfallenden, solaren Ly- α -Strahlung zurück in den Kosmos. Dieser Strahlungsanteil kann bei korrektem Missionsablauf aufgrund der Experimentgeometrie zwar nicht ins direkte Sichtfeld der Detektoren gelangen, wohl aber wieder über Sekundärstreuungen an der geokoronalen Resonanzstreuung teilnehmen.

- Die Ly- α -Strahlung einer kosmischen Störquelle, die sich nicht im direkten Detektorsichtfeld befindet, kann zunächst in der H-Geokorona resonant gestreut werden und dann auf dem gleichen Weg, wie auch die gestreuten, solaren Primärphotonen, entlang einer Sichtlinie in die TWINS-LAD gelangen. Zur Teilnahme an diesem Prozeß scheiden allerdings die meisten kosmischen Quellen aus, da sie einerseits zu schwach sind und andererseits deren Ly- α -Photonen eine zu große Wellenlängenverschiebung $\Delta\lambda$ von der Linienmitte λ_0 aufweisen, um von der engen Resonanzbreite der H-Geokorona ($\Delta\lambda \approx 1.6 \cdot 10^{-2}\text{Å}$) gestreut werden zu können.

Lediglich die Rückstrahlung solarer Ly- α -Photonen durch die unteren, optisch dichten Schichten der Erde liefert hier einen möglicherweise signifikanten Beitrag, da sie Photonen mit passender Wellenlänge bereitstellt.

Einige der aufgeführten Störquellen müssen aufgrund ihrer quantitativen Größe bei der Auswertung der TWINS-Ly- α -Daten berücksichtigt werden, andere sind vernachlässigbar. Im Folgenden soll der quantitative Beitrag der angesprochenen Störquellen und ihre Relevanz näher betrachtet werden.

In jedem Falle bewirkt eine nicht korrigierte, zusätzliche Ly- α -Strahlung einer Störquelle eine Überschätzung der Wasserstoffdichten beim Auswertungsprozeß.

3.3.1 Rückstrahlungsanteil der inneren (optisch dichten) Hydrosphäre der Erde

Als einzige Ly- α -Störquelle, die einerseits bei korrektem Missionsverlauf aufgrund der Experimentgeometrie nicht ins direkte Gesichtsfeld der LAD gelangt und die andererseits hinreichend viele Ly- α -Photonen mit passender Wellenlänge für eine Resonanzstreuung in der H-Geokorona bereitstellt, ist der untere, optisch dichte Teil der Erdatmosphäre (innere Hydrosphäre).

Mit abnehmender Höhe vom Erdboden wird die Erdatmosphäre exponentiell zunehmend optisch dichter für Ly- α -Strahlung. Diese unteren, optisch dichten Schichten verteilen die einfallende Ly- α -Strahlung durch Strahlungstransportprozesse in erster Näherung gleichmäßig über die gesamte Oberfläche und strahlen davon einen großen Teil ($\approx 50\%$) wieder zurück in den oberen, optisch dünnen Bereich der Atmosphäre. Diese zusätzliche Ly- α -Strahlung kann nun ebenfalls wieder am Resonanzstreustrahlungsprozeß in der H-Geokorona teilnehmen und somit das Meßergebnis indirekt verfälschen.

In einem vereinfachten Modell soll der Rückstrahlungsanteil der optisch dichten Schichten der Erdatmosphäre relativ zur solaren Ly- α -Primärstrahlung untersucht werden. Dazu soll angenommen werden, daß sich der optisch dichte Bereich der Erdatmosphäre im

wesentlichen komplett unterhalb eines Geozentrumsabstandes r_G befindet. Die oberen Atmosphärenschichten mit Abständen $r > r_G$ sollen vereinfacht als optisch dünn angenommen werden. Dadurch läßt sich festlegen, das im Bereich $r > r_G$ Einfachstreuung vorherrscht, während für $r < r_G$ die Photonen Strahlungstransportprozessen unterliegen. Desweiteren sei eine Bedingung, daß die im Abstand r_G von außen eintreffende, solare Ly- α -Primärstrahlung keinem Schwächungsprozeß (z.B. durch Resonanzstreuung) auf ihrem Wege durch die optisch dünnen Schichten mit $r > r_G$ unterliegt.

Wie bereits angeführt, ist es plausibel anzunehmen, daß die einfallende, solare Ly- α -Strahlung bei ihrem Eintreffen auf der Grenzschicht zwischen optisch dünnem und optisch dichtem Medium jeweils zu 50% in die obere Hemisphäre reflektiert und zu 50% in die untere Hemisphäre gestreut wird. Dabei sorgen die Strahlungstransportprozesse im unteren, optisch dichten Bereich zunächst dafür, daß die einfallende solare Ly- α -Strahlung gleichmäßig über die Kugeloberfläche der optisch dichten Sphäre verteilt und danach isotrop abgestrahlt wird.

Es ist nun die Frage zu klären, in welchem Maße ein Wasserstoffatom mit relativ großem Erdmittelpunktstand $r_H > r_G$ eine zusätzliche Ly- α -Strahlung von der Hydrosphäre der Erde relativ zur Sonne erfährt.

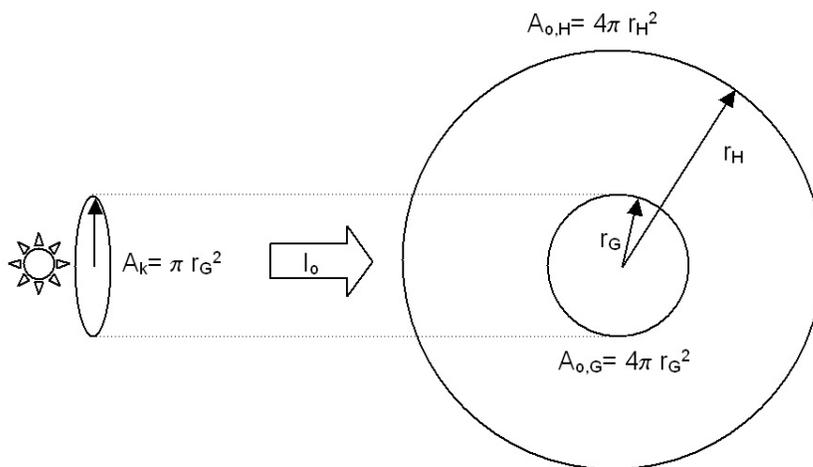


Abb. 3.3.1a: Geometrie zur Bestimmung des Verhältnisses zwischen direkter und terrestrisch rückgestrahlter Ly- α -Strahlung auf ein Probesteilchen im Abstand r_H

Die über die Kreisfläche $A_K = \pi r_G^2$ nahezu ungeschwächt einfallende solare Ly- α -Strahlung I_0 wird wie angenommen zunächst isotrop auf die Kugeloberfläche $A_{o,G} = 4\pi r_G^2$ der optisch dichten Sphäre verteilt und dadurch auf ein 1/4 (pro Flächeneinheit) abgeschwächt. Eine weitere Abschwächung um 1/2 stellt die angesprochene 50%ige Absorption der Strahlung nach unten dar, d.h. insgesamt ist ein Schwächungsfaktor von 1/8 zu erwarten.

Für das Intensitätsverhältnis v_I von indirekter Rückstrahlung der inneren Hydrosphäre und direkter solarer Ly- α -Strahlung auf ein im Abstand $r_H > r_G$ befindliches Wasserstoffatom gilt somit unter Anwendung der Flächenverhältnisse:

$$v_I = \frac{I(r_H)_{refl.}}{I_0} = 50\% \frac{A_K}{A_{o,G}} \frac{A_{o,G}}{A_{o,H}} = \frac{1}{2} \frac{\pi r_G^2}{4\pi r_G^2} \frac{4\pi r_G^2}{4\pi r_H^2} = \frac{r_G^2}{8r_H^2} \quad (3.23)$$

wobei I_0 den solaren Ly- α -Fluß der Linienmitte in Erdnähe darstellt.

Um den Anteil der Rückstrahlung auch quantitativ angeben zu können, muß der Radius r_G der unteren (optisch dichten) Hydrosphäre mit einem Wert festgelegt werden. Allgemein üblichen Annahmen folgend soll dies mit $r_G \approx 1.1 R_e$ geschehen, was einer Erdbodenhöhe von etwa 670 km entspricht.

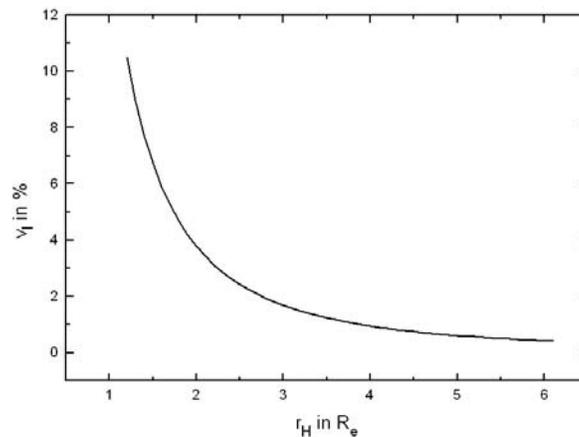


Abb. 3.3.1b: Verlauf des Intensitätsverhältnisses v_I [%] in Abhängigkeit vom Erdmittelpunktabstand r_H [R_e] eines Wasserstoffatoms mit fest gewähltem Hydrosphärenradius $r_G = 1.1 R_e$.

Wie bereits erwähnt, werden aufgrund der TWINS-Experimentgeometrie nur Streuprozesse von geokoronalen Wasserstoffatomen mit Erdmittelpunktabständen oberhalb von $r_H \geq 3.0 R_e$ detektiert. Auf H-Atome in diesen Höhen wirkt die terrestrische Ly- α -Rückstrahlung lediglich mit $\leq 1.68\%$ der direkten solaren Ly- α -Einstrahlung, was verhältnismäßig wenig ist und daher vernachlässigt werden kann.

Die zugrundegelegte Annahme der isotropen Verteilung der einfallenden solaren Ly- α -Strahlung über die gesamte Sphäre der optisch dichten Hydrosphäre der Erde kann durch Verwendung einer winkelabhängigen Verteilungsfunktion verfeinert werden, die beispielsweise aus den Apollo-Messungen (siehe Abb. 1) nach (Carruthers R. et al. [1976]) ermittelt werden kann.

3.3.2 Modell der interplanetaren Lyman- α Hintergrundstrahlung

Neben der direkten, solaren Ly- α -Einstrahlung ($\approx 10^6$ R) und der Ly- α -Streustrahlung der H-Geokorona ($\approx 10^4$ R) ist die drittstärkste Emissionsquelle von diffuser Ly- α -Strahlung im Sonnensystem das interplanetare Wasserstoff-Neutralgas ($\approx 10^2$ R), welches den interplanetaren Raum bis zur Grenze des Sonnensystems bei $\approx 80 - 100AE$ ausfüllt und dort schließlich in das lokale interstellare Medium (LISM) übergeht.

Die direkte Ly- α -Störstrahlung des interplanetaren, neutralen Wasserstoffes geht zu jedem Zeitpunkt als additiver Term in die Zählrate der TWINS-Ly- α -Detektoren ein, da sie sich stets im Gesichtsfeld jeder Beobachtung befindet. Ein weiterer, indirekter Anteil, der zunächst an der Exosphäre der Erde gestreut wird und dann anschließend in der Geokorona zusätzlich zur solaren Komponente vorliegt, kann vernachlässigt werden.

Die Sonne, und mit ihr das gesamte Planetensystem, bewegt sich mit einer Relativgeschwindigkeit von $\approx 25km/s$ durch das lokale interstellare Medium. Dadurch wird die Heliosphäre über die Interface-Region (Terminationschock, Heliopause, Bugstoßwelle) aus dem LISM fortlaufend mit interstellaren Neutralgasteilchen gespeist, die in der Sonnenumgebung zum Teil ionisiert werden. Dieser einfließende Gasstrom, der entsprechend der Häufigkeit der Elemente im interstellaren Medium hauptsächlich aus Wasserstoff und Helium besteht, wird als interstellarer Wind bezeichnet. Der interstellare Wind interagiert mit der solaren Strahlung in vielfältiger Hinsicht, auch mit dem in der Gegenrichtung anströmenden Sonnenwind finden Wechselwirkungen statt. Das interplanetare Neutralgas wird dadurch einerseits in Dichte, Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit verändert und andererseits hat es selbst verändernden Einfluß auf die Eigenschaften des Sonnenwindes (Fahr H.J. [2004]).

Zur Beschreibung der Verteilung der interplanetaren, neutralen Wasserstoffdichte können u.a. Modelle von (Fahr H.J. [1971]), (Fahr H.J. [1979]) oder von (Wu F.M. & Judge D.L. [1979]) verwendet werden. Diese Modelle werden auch als „hot model“ bezeichnet, da eine Maxwellverteilung zur Beschreibung interplanetaren Wasserstoffes verwendet wird, welche eine LISM-Temperatur ungleich Null enthält. Detaillierte Ausführungen über die zugrundeliegenden Gleichungen und Annahmen hierzu finden sich u.a. in (Fahr H.J. [1974]) bzw. (Fahr H.J. [2004]).

Die verwendete Modell-Geometrie ist die allgemein übliche für die Beschreibung von Dichtemodellen im interplanetaren Raum (Thomas G.E. [1978]): Als negative z-Achse wird die Anflugrichtung der Sonne gegen das LISM (Upwind-Richtung) gewählt. Zusätzlich wird eine Rotationssymmetrie der Dichte bezüglich Drehungen um die z-Achse angenommen.

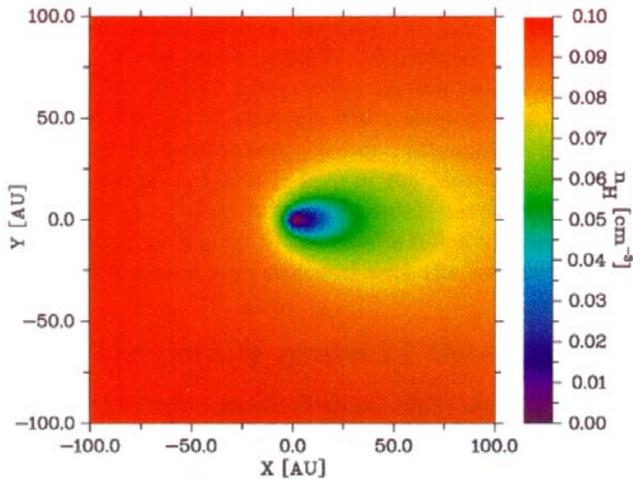


Abb. 3.3.2a: Dichteverteilung des interplanetaren, neutralen Wasserstoffes nach dem Wu und Judge-Modell, (Wu F.M. & Judge D.L. [1979]).

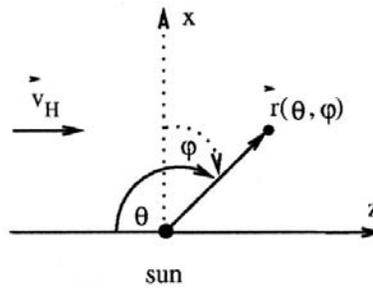


Abb. 3.3.2b: Geometrie zur Beschreibung interplanetarer Dichtemodelle (Scherer H. et al. [2000]).

Bedingt durch den anströmenden, stellaren Wind aus der Vorzugsrichtung (Upwind-Richtung) ergeben sich entscheidende Dichteunterschiede des interplanetaren, neutralen Wasserstoffes in Abhängigkeit von der Blickrichtung relativ zur Richtung des Windes. Neben der Plasmakomponente befinden sich im LISM ebenfalls Neutralgasteilchen. Sobald die Abbremsung der LISM-Plasmakomponente beim Anströmen gegen das entgegengerichtete Sonnenwindplasma erfolgt (heliosphärische Interface-Region), die in der Heliopause ein Minimum der Strömungsgeschwindigkeit beider Plasmen zur Folge hat (im Staupunkt gilt sogar $v \approx 0$), wird über Ladungsträgeraustausch-Prozesse auch das mitströmende LISM-Neutralgas abgebremst. Allerdings erfolgt diese Abbremsung im Gegensatz zur Plasmakomponente weniger stark. Die Folge davon ist eine lokale Erhöhung der Neutralwasserstoffdichte kurz vor der Heliopause (Wasserstoff-Dichtewall). Die größten Dichten werden unter Berücksichtigung der heliosphärischen Interfaceregion daher in Upwind-Richtung,

d.h. in Flugrichtung der Sonne gegen das lokale interstellare Medium, gemessen (Fahr H.J. [1996]).

Um den Beitrag der interplanetaren Ly- α -Intensitätskomponente aus den TWINS-LAD-Messungen abziehen zu können, sind Ly- α -Intensitätskarten des interplanetaren, neutralen Wasserstoffs (im gesamten Himmelsbereich) für die jeweils aktuelle Erdposition und die vorherrschenden, solaren Bedingungen erforderlich. Auf Basis des verwendeten „hot model“ H-Dichtemodells kann eine solche Karte auf Basis von Sichtlinien-Integration erstellt werden, die für jeden Punkt am Himmel den Beitrag der interplanetaren Ly- α -Komponente in Rayleigh [R] angibt (Fahr H.J. [1974]).

Am Beispiel des solaren Minimums und einer speziellen Erdposition (Frühlingsbeginn) wurde eine entsprechende Ly- α -Hintergrundkarte berechnet (siehe Abb. 3.3.2e), die von folgenden Umgebungsbedingungen ausgeht:

Symbol	Parameter	Wert
$U = 1 - \mu$	effektives Gravitationspotential; $\mu = \frac{F_S}{F_G}$ ist das Verhältnis zwischen Strahlungsdruck und Gravitation und schwankt etwa zwischen 0.5 (sol. Minimum) und 1.5 (sol. Maximum), (Thomas G., 1978)	0.5
$n_{H,\infty}$	lokale, interstellare H-Dichte in $[\text{cm}^{-3}]$	0.1
T_{LISM}	Temperatur des lokalen, interstellaren Mediums in [K]	10^4
$v_{w,\infty}$	Geschwindigkeit des anströmenden LISM-Windes in $[\text{km s}^{-1}]$	25
f_0	totaler, solarer Ly- α -Fluß in Erdnähe im solaren Minimum in $\text{photonen cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	3×10^{11}
$g_E(f_0, T_{LISM})$	Resonanzstreureate des LISM in Erdnähe in $[\text{H-atome s}^{-1}]$	$5.06 \cdot 10^{-3}$
φ_w	heliozentrische, ekliptikale Länge der Upwind-Richtung $[\text{°}]$	253
θ_w	heliozentrische, ekliptikale Breite der Upwind-Richtung $[\text{°}]$	5

Tabelle 3.3.2: Bedingungen des LISM und der Sonne zur Berechnung einer LISM-Ly- α -Hintergrund-Intensitätskarte

Die auf Basis des verwendeten „hot model“ H-Dichtemodells ausgerechneten Dichteprofile in Upwind- bzw. Downwind-Richtung zeigen, daß für ausreichend große Entfernungen die

Wasserstoffdichte gegen den festen Wert $n_{H,\infty}$ der äußeren Heliosphäre konvergiert, sofern die heliosphärische Interface-Region (in der ein erneuter Anstieg der H-Dichte erfolgt) unberücksichtigt bleibt. In Upwind-Richtung ist dies bereits ab etwa 80 AU Sonnenabstand der Fall. Der zusätzliche H-Dichtebeitrag der Interface-Region kann aufgrund der großen Entfernung (> 100 AU) in den interplanetaren Ly- α -Karten zur TWINS-Signalkorrektur vernachlässigt werden.

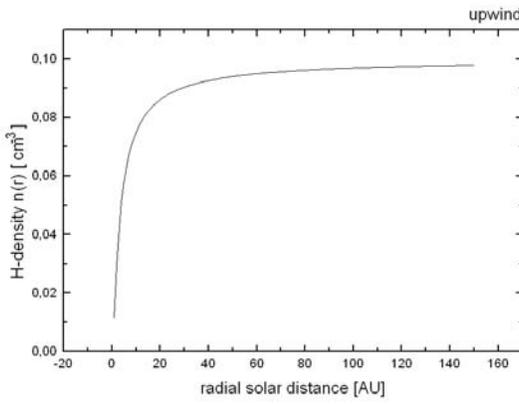


Abb. 3.3.2c: Dichteprofil des interplanetaren, neutralen Wasserstoffes in Upwind-Richtung unter Anwendung eines „hot models“ (ohne heliosphärische Interface-Region)

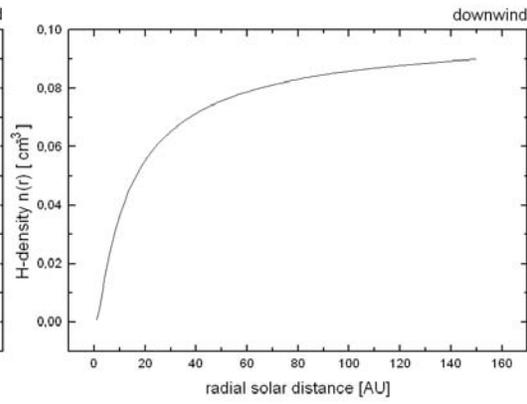


Abb. 3.3.2d: Dichteprofil des interplanetaren, neutralen Wasserstoffes in Downwind-Richtung unter Anwendung eines „hot models“ (ohne heliosphärische Interface-Region)

Für das Sichtlinienintegral der Ly- α -Intensitäten (siehe Gleichung 3.10) bedeutet das Erreichen eines konstanten Dichtewertes $n_{H,\infty}$ (äußere Heliosphäre), daß die Ly- α -Intensitätsbeiträge weiter entfernter Wasserstoffatome mit $1/r^2$ abfallen, weshalb ab dieser Entfernung eine stetige Fortsetzung des Integrals durchgeführt werden kann der Form:

$$I_{LISM}(r_{H,\infty}) = \frac{1}{4\pi} n_{H,\infty} g(r_E) r_E^2 \int_{r_{H,\infty}}^{\infty} \frac{1}{r^2} dr = \frac{n_{H,\infty} g(r_E)}{4\pi} \frac{r_E^2}{r_{H,\infty}} \quad (3.24)$$

Dabei wurde beachtet, daß mit zunehmender Sonnenentfernung r der solare Ly- α -Fluß f_0 quadratisch mit dem Abstand abnimmt. Daher muß die in Erdnähe ($r_E \approx 1$ AU) gültige Resonanzstreurate $g(r_E)$ für beliebige Abstände wie folgt skaliert werden:

$$g(r) = g(r_E) \cdot \left(\frac{r_E}{r}\right)^2 \quad (3.25)$$

Gleichzeitig ist ebenfalls zu berücksichtigen, daß aufgrund der um Faktor 10 höheren Temperatur des LISM und der damit verbundenen, größeren Resonanzbreite des interplanetaren Wasserstoffs im Vergleich zum geokoronalen Wasserstoff eine etwa um Faktor 3 höhere Resonanzstreureate g des LISM zu verwenden ist.

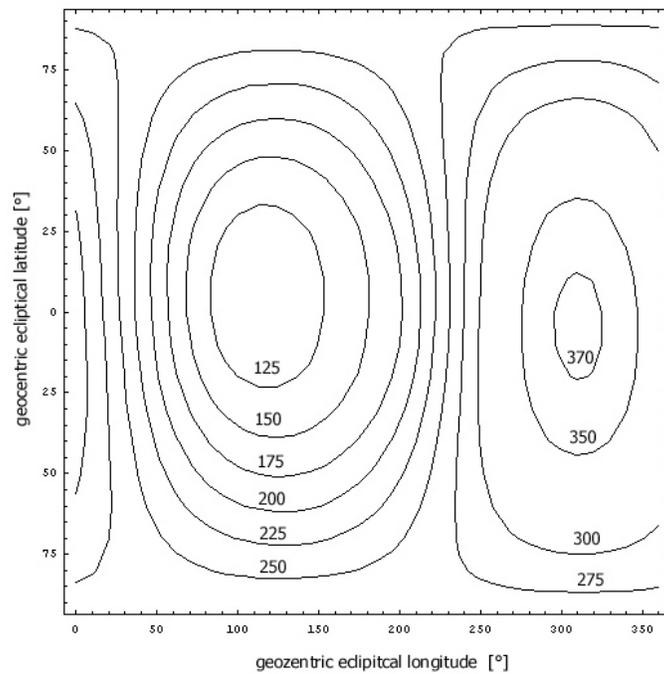


Abb. 3.3.2e: LISM-Ly- α -Intensitätskarte in Rayleigh [R] auf Basis eines „hot model“-Dichtemodells von der Erde aus gesehen in geozentrisch-ecliptikalen Koordinaten (Erdsposition relativ zur Sonne = Frühlingspunkt, solares Minimum)

3.3.3 Lyman- α -helle Sterne

Heiße, junge Sterne (insbesondere vom Spektraltyp OB) gelangen möglicherweise ebenfalls ins direkte Gesichtsfeld der beiden TWINS-LAD eines Satelliten. Aufgrund ihrer großen Effektivtemperatur $T_{eff} > 10^4$ K emittieren Sterne dieses Spektraltypes etwa $10^{-1 \pm 0.5}$ ihrer Leistung oberhalb der Ly- α -Strahlungsenergie von $h\nu = 10$ eV. Neben ihrer direkten UV-Abstrahlung findet sich etwa die Hälfte dieser Strahlungsleistung oberhalb der Wasserstoff-Ionisationsgrenze nach Rekombinationsprozessen ebenfalls im Ly- α -Bereich wieder (Blum P. & Kundt W. [1989]).

Kältere A-Sterne und F-Sterne mit geringeren Effektivtemperaturen besitzen zwar eine deutlich geringere UV-Strahlungsleistung als OB-Sterne (etwa $\leq 10^{-3}$ mal weniger), allerdings sind sie in der Leuchtkraftfunktion der galaktischen Sterne erheblich zahlreicher (Scalo J.M. [1986]).

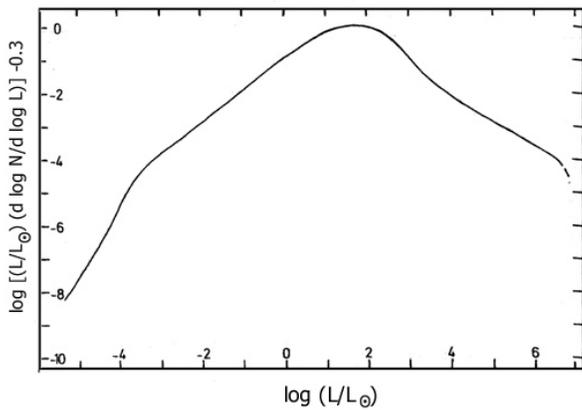


Abb. 3.3.3a: Leuchtkraftfunktion der galaktischen Sterne (Scalo J.M. [1986])

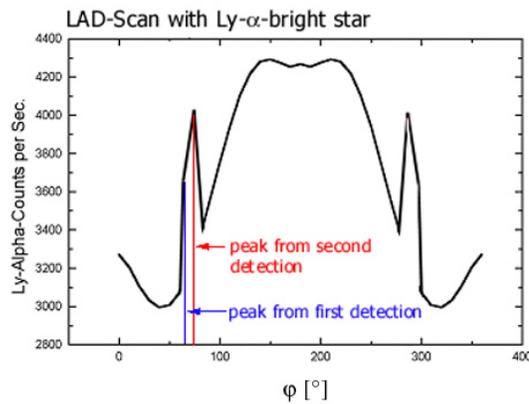


Abb. 3.3.3b: Schematischer LAD-Scan mit einem Ly- α -hellen Stern, detektiert in zwei aufeinanderfolgenden Messungen während der Hindrehung ($0^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$) und der Rückdrehung ($180^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$) des Detektors

Beim Durchgang eines Ly- α -hellen Sterns durch den Detektor wird im wesentlichen dessen Gesichtsfeldprofil mit der punktförmigen Helligkeitsverteilung des Sternes gefaltet. Dabei wirkt über die gesamte Durchgangszeit, deren Länge vor allem davon abhängig ist, wie zentral sich der Stern durch die Mitte des kreisförmigen Detektorgesichtsfeldes bewegt, die volle Ly- α -Intensität des Sternes additiv zur geokoronalen Intensität.

Die Ly- α -Strahlung der Sterne, die im Linienkern bereits größtenteils durch das interstellare Medium absorbiert worden ist und je nach Quellstärke mit Intensitäten von einigen 10^{-8} erg $cm^{-2} s^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ in Erdnähe vorliegt, würde in besonders hellen Fällen für einen Photonenfluß von etwa $6 \cdot 10^4$ Photonen $cm^{-2} s^{-1}$ sorgen (über die gesamte Filterbandbreite von $\pm 50 \text{ \AA}$ gesehen). Dies entspräche einer Zählrate am Detektor von etwa 600-700 cts s^{-1} , also etwa 10-20% der geokoronalen Intensität.

Derartige stellare Durchgänge werden als Peaks auf den LAD-Scans deutlich erkennbar sein. Da der Detektor von der Drehplattform während einer Messung um einen Himmelsausschnitt gedreht wird, der auch in etwa seinem Gesichtsfeld (field of view) entspricht, kann ein Stern maximal in zwei aufeinanderfolgenden Messungen detektiert werden (Doppelpeak), mindestens jedoch während einer einzigen Messung (Einfachpeak). Beide Formen sind durch entsprechende Signalbearbeitungsroutinen (z.B. digitale Tiefpaßfilter) herausfilterbar. Bei Kenntnis des totalen Ly- α -Flusses des jeweiligen Sterns kann die Peakamplitude des Detektordurchganges zu Kalibrationszwecken des Detektors verwendet werden. Allerdings müßten bei einer solchen Kalibration auch die exakte Durchgangsgeometrie und eine mögliche zeitliche Variabilität des stellaren Ly- α -Flusses berücksichtigt werden.

Aufgrund des bis dato nicht konkret feststehenden Bahnverlaufes der beiden TWINS-Satelliten läßt sich allerdings derzeit keinerlei konkrete Aussage darüber treffen, inwiefern und wie zahlreiche solche Durchgangsereignisse während der laufenden Mission auftreten werden.

3.3.4 Der galaktische Lyman- α -Hintergrund

In der galaktischen Scheibe befinden sich aufgrund von Sternen und deren teilweise vorhandenen HII-Regionen starke Quellen hinsichtlich einer Ly- α -Emission. Dem entgegen stehen ebenfalls effektive Ly- α -Senken (wie Staubwolken) bzw. ein für diese Strahlung optisch dichtes, interstellares Medium.

Prinzipiell tragen alle Sterne zur galaktischen Ly- α -Emission bei. Heiße OB-Sterne haben neben besonders häufig vorkommenden F- und A-Sternen daran den Hauptanteil. Messungen der Resonanzstreustrahlung des interplanetaren, neutralen Wasserstoffs durch das Ly- α -Instrument an Bord der Sonde Pioneer 10 ergaben eine Hintergrund-Komponente von $I_{BG} = 40 \text{ R} \pm 10 \text{ R}$ (Wu F.M. et al. [1981]). Dabei setzt sich dieser Wert aus 30 R galaktischem Anteil und 10 R Störstreustrahlung von schnellen Atomen mit Ursprung in der Heliosphärengrenze bzw. Mehrfachstreuprozessen von solaren Ly- α -Photonen am interplanetarem Gas in großen Entfernungen zusammen.

Generell erfolgt die UV-Strahlung der galaktischen Scheibe nicht isotrop, sondern weist deutliche Strukturen auf, wie verschiedene UV-Intensitätskarten der Milchstraße beweisen

(Winkler C. et al. [1984]) oder (Schmidtbreick et al. [1998]). Dabei wird deutlich, dass die stärksten UV-Intensitäten zwar nahe der galaktischen Scheibe aber meist abseits des galaktischen Zentrums liegen. Umfangreiche Messungen hierzu wurden im Rahmen der D2-Mission mit dem GAUSS-Instrument durchgeführt.

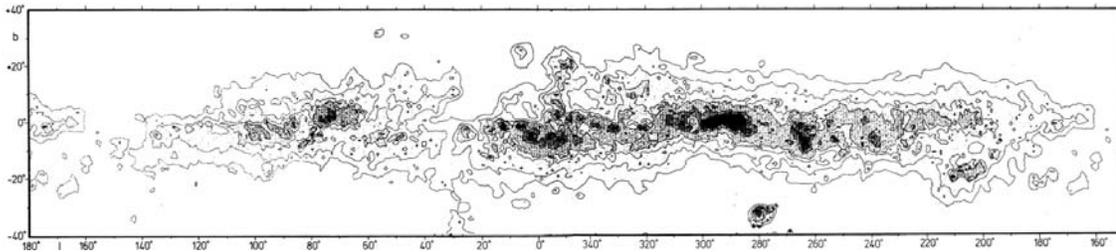


Abb. 3.3.4: Intensitätskarte der Milchstraße im UV-Bereich (Winkler C. et al. [1984])

Da zum jetzigen Zeitpunkt der konkrete Bahnverlauf der beiden TWINS-Satelliten nicht feststeht, läßt sich keine konkrete Aussage darüber treffen, inwiefern besonders UV-intensive Regionen der Galaxis in das direkte Gesichtsfeld der Ly- α -Detektoren während der Mission gelangen. Die angegebenen 30 R als galaktische Ly- α -Strahlungskomponente stellen allerdings mit $\ll 1\%$ der geokornalen Intensität einen vernachlässigbaren Beitrag dar.

3.4 Notwendige technische Signal-Korrekturen

Das am TWINS-LAD letztlich gemessene Signal, welches die Rate der gezählten Ly- α -Photonen-Ereignisse pro Zeiteinheit angibt, unterliegt in jedem Falle verschiedenartigen Fluktuationen (Signalrauschen). Insbesondere ist für die Auswertung der Ly- α -Messungen die Behandlung des nichtperiodischen, frequenzunabhängigen Rauschens (white noise) von Bedeutung, da es mit dem statistischen Signalrauschen der eintreffenden Photonen und dem durch verschiedene interne Prozesse im Detektor (thermisches Rauschen, Kontaktrauschen, Rauschen der elektronischen Bauteile etc.) auftretenden Detektorrauschen die maßgebenden Rauschkomponenten enthält.

In den folgenden Abschnitten sollen diese beiden Rauschanteile genauer erläutert und Vorgehensweisen zur Reduktion bzw. der quantitativen Bewertung vorgestellt werden.

Ein weiterer, automatischer Korrekturprozeß stellt die Markierung von Meßwerten dar, die auf Sichtlinien mit Durchgang durch den Erdschatten beruhen und die aus einfachen, geometrischen Überlegungen der orbitalen Verhältnisse ableitbar sind. Diese Messungen sind zunächst aus der weiteren Analyse und Rekonstruktion des Wasserstoff-Dichtemodells der H-Geokorona auszuschließen.

Zusätzlich sollen auf manuelle Weise alle diejenigen Messungen aus der weiteren Datenanalyse ausgeschlossen werden, zu deren Meßzeitpunkten instabile oder eruptive Sonnenverhältnisse beispielsweise in Form von solaren Flares, CME's o.ä. vorherrschten.

3.4.1 Statistisches Signalrauschen

Das statistische Signalrauschen in den Zählraten der TWINS-LAD gibt die Statistik der eintreffenden Ly- α -Photonen wieder, welche einer Gaußverteilung genügen (bzw. Poissonverteilung). Der statistische Fehler ΔN_{stat} einer tatsächlich gemessenen Zählrate N_i läßt sich daher in der einfachen Form schreiben:

$$\Delta N_{stat} = \pm \sqrt{N_i} \quad (3.26)$$

Bei erwarteten Zählraten von $N_i \approx 5 \cdot 10^3 \text{ cts s}^{-1}$ entspricht dies einem prozentualen Fehler $F[\%]$

$$F[\%] = \frac{\Delta N_{stat}(N_i)}{N_i} = \frac{\pm \sqrt{N_i}}{N_i} \quad (3.27)$$

von $\approx 1.4\%$ der ursprünglichen, geokronalen Intensität. Obwohl dieser Fehlerwert bereits akzeptabel klein ist, kann der hochfrequente Anteil des statistischen Rauschens durch eine Tiefpaßfilterung des Signals noch deutlich verringert werden (siehe Kap. 3.4.3).

3.4.2 Detektorrauschen

Die komplexe Struktur des inneren Aufbaus der TWINS-LAD bedingt eine ganze Reihe von internen Prozessen, die den Rauschpegel des Ausgangssignals (Zählrate) erhöhen können. Im wesentlichen lassen sich unterscheiden:

- *Thermisches- bzw. Johnson-Rauschen*: Entsteht aufgrund thermischer Bewegungen von Ladungsträgern in elektrischen Widerständen
- *Temperaturrauschen (Halbleiterdetektoren)*: Wird verursacht von statistischen Wärmeaustauschprozessen zwischen dem Detektormaterial und seiner Umgebung, die eine Fluktuation des elektrischen Signals bewirken.
- *Rekombinationsrauschen*: Entsteht aufgrund statistischer Rekombinationsprozesse (auch bei Entstehung von Ladungsträgern) im Halbleitermaterial.
- *Kontaktrauschen*: Wird verursacht von Stromfluktuationen an elektrischen Kontakten.

Weitere Ausführungen zu Rauschprozessen in Halbleiterdetektoren finden sich u.a. in (Laqua K. et al. [1995]).

Um die Beiträge der obigen Rauschanteile und aller darüberhinaus denkbaren in der Summe erfassen zu können, wird das sogenannte Dunkelstrom-Rauschen (dark current noise) des Detektors bei völliger Abwesenheit eines äußeren Signals und möglichst realistischen Temperaturbedingungen gemessen. In diesem Wert, der den gesamten Detektor inklusive Elektronik und Gehäuse als rauschende Blackbox betrachtet, sind alle Fluktuationen möglicher, physikalischer Effekte enthalten.

Die Dunkelstrom-Rauschmessung für beide Flight-Module der TWINS-Satelliten wurde im Rahmen der Endkalibration amü SWRI (Texas, San Antonio) durchgeführt. Die dabei bestimmten Werte liegen im Bereich von etwa $\leq 1 \text{ cts min}^{-1}$. Das Detektorrauschen ist somit um mehr als 3 Größenordnungen geringer, als der Anteil des statistischen Rauschens der Ly- α -Strahlung und kann vernachlässigt werden.

3.4.3 Filterung hochfrequenter Rauschanteile mittels Tiefpaßfilter

Wie bereits in Kapitel 3.4.1 angesprochen, stellt das statistische Rauschen der gezählten Ly- α -Photonen N mit einer Abhängigkeit von \sqrt{N} den größten Rauschbeitrag dar. Die damit verbundenen, von Messung zu Messung schnell schwankenden, Fluktuationen sind allerdings deutlich von den langsamen und stetigen Veränderungen der geokoronalen Intensität zu unterscheiden, wie in Abb. 3.4.3a erkennbar ist.

Dieser „hochfrequente“ statistische Rauschbeitrag, der pro gemessenem Winkelintervall $d\varphi = 4^\circ$ des Detektors schwankt, kann von den „niederfrequenten“ Veränderungen der H-Geokorna-Intensität, die lediglich 1-2 Perioden im Winkelbereich 2π aufgrund der Hin- und Rückdrehung des LAD vollführt, separiert und entfernt werden.

Hierzu ist zunächst die Fourier-Transformation des LAD-Signals $I(\varphi)$ in den Frequenzraum vorzunehmen, welche das Signal in einzelne Frequenzintervalle df aufteilt:

$$I(f) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\varphi) e^{-2\pi i f \varphi} d\varphi \quad (3.28)$$

In diesem Zusammenhang soll der Begriff „Frequenz“ als Schwingungsanzahl pro Winkelintervall verstanden werden, der Winkel φ beschreibt die LAD-Drehung auf dem drehbaren Instrumententisch des Satelliten.

Oberhalb einer Cut-off-Frequenz f_{cut} , die z.B. bei der 2fachen Frequenz des langsam veränderlichen, geokoronalen Intensitätsanteils liegt, werden nun alle Frequenzintervalle df von $I(f)$ auf den Wert = 0 gesetzt und somit das höherfrequente Rauschen eliminiert. Abschließend ist jetzt noch die Rücktransformation von $I(f)$ in den Ortsraum $I(\varphi)$ erforderlich

$$I(\varphi) = \int_{-\infty}^{\infty} I(f) e^{2\pi i f \varphi} df \quad (3.29)$$

um das vom statistischen Rauschen bereinigte LAD-Signal zu erhalten.

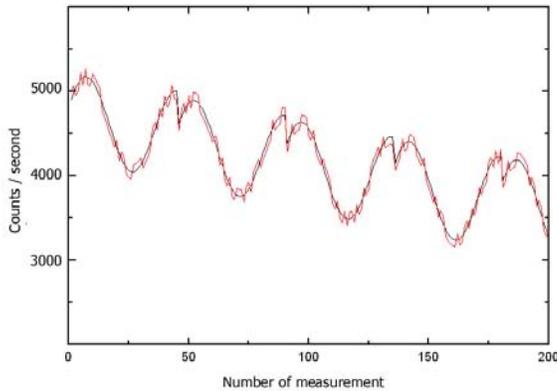


Abb. 3.4.3a: simulierte LAD-Messung ohne Rauschen (schwarz) und mit statistischem Rauschen (rot)

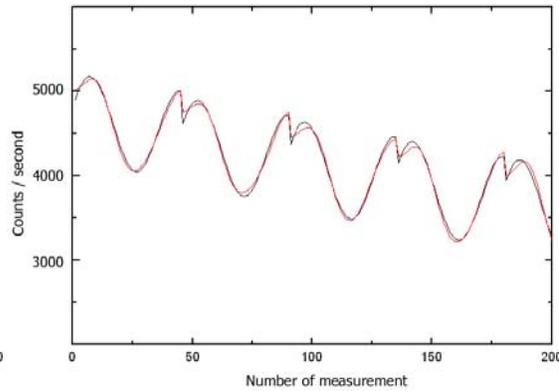


Abb. 3.4.3b: Vergleich zwischen simulierter LAD-Messung (schwarz) und mittels FFT-Tiefpaßfilter geglätteter Messung (rot)

Die in Abb. 3.4.3a/b gezeigten, simulierten LAD-Messungen (schwarze Kurven) berücksichtigen nur die Hindrehung des Detektors um $0 \leq \varphi \leq 180^\circ$, die Rückdrehung wurde nicht berechnet. Nach erfolgter Simulation einer Drehung wurde der Satellit jeweils um einen festen Ortsbetrag auf dem Orbit versetzt und die Zählraten erneut simuliert. Daraus resultiert jeweils ein „Sprung“ zwischen zwei Detektordrehungssimulationen.

Insgesamt wird an Abb. 3.4.3b anhand der guten Übereinstimmung von ursprünglichem, unverrauschten (schwarz) und tiefpaßgefiltertem, verrauschten LAD-Signal (rot) deutlich, daß die Entfernung des statistischen Rauschens mittels FFT-Tiefpaßfilter erfolgreich angewendet werden kann. Auf diese Weise sind ebenfalls die Peaks von Ly- α -hellen Sternen entfernbar.

3.4.4 Möglichkeiten der Inflight-Kalibration

Die Zählraten der Ly- α -Detektoren beider TWINS-Satelliten wurden vor Missionsbeginn u.a. am Synchrotron BESSY (Berlin) absolut in Rayleigh kalibriert (siehe auch Kap. 2.3.1.3).

Die ermittelten Kalibrationsfaktoren können allerdings bedingt durch fortlaufende Alterungsprozesse aller verwendeten Bauteile, insbesondere des Halbleitermaterials der Photo-

multipliziert, einer zeitlichen Veränderung unterliegen. Ebenfalls wirken sich möglicherweise Schwankungen der Umgebungsbedingungen (house-keeping-factors) im Spacecraft auf die Zählraten der Detektoren und damit auch auf die Kalibration aus.

Zusätzlich ist eine Abweichung der tatsächlichen Position und der Blickrichtung des Satelliten von den vorgegebenen Missions-Werten denkbar.

Insofern sind Möglichkeiten einer Inflight-Kalibration der Ly- α -Detektoren während der laufenden Mission in Bezug auf die Intensitätsmessungen und die Satellitenpositionierung wünschenswert. Hierbei bieten sich hauptsächlich die folgenden zwei Verfahren an:

- *relative Zählraten-Kalibration der beiden Ly- α -Detektoren eines Satelliten durch partielle Gesichtsfeldüberdeckung:* Die beiden auf der drehbaren Instrumentenplattform montierten Ly- α -Detektoren eines Satelliten drehen sich jeweils in 90 Sekunden um 180° und anschließend in der gleichen Zeit wieder zurück. Dabei überlappen sich aufgrund des Öffnungswinkels von 4° an den Wendepunkten dieser Drehbewegungen teilweise die Gesichtsfelder beider Detektoren mit einem Zeitversatz von 90 Sekunden. Sofern keine Veränderungen der Sonne in diesem kurzen Zeitraum für einen starken Anstieg oder Abfall des solaren Ly- α -Strahlungsflusses sorgen, kann anhand der von beiden Detektoren gemessenen Intensitäten, die nun auf nahezu gleichen physikalischen Bedingungen beruhen, die relative Empfindlichkeit und deren zeitlicher Gang der beiden Detektoren zueinander bestimmt werden. Eine absolute Intensitätskalibration ist auf diesem Wege nicht möglich.
- *absolute Zählraten-Kalibration bzw. Blickrichtungskalibration eines Ly- α -Detektors mit Hilfe eines OB-Sternes:* Sofern ein heller OB-Stern mit bekanntem, totalen Ly- α -Linenfluß ins direkte Blickfeld eines Ly- α -Detektors von TWINS gelangt, kann der zu messende Intensitätspeak zunächst benutzt werden, um eine Abweichung der Instrumentenblickrichtung von der vorgegebenen Richtung festzustellen und dies gegebenenfalls zu korrigieren.

Weiterhin ist es bei zentralem Durchgang des Sterns durch den Öffnungskegel des Detektors möglich, aus dem Verhältnis der gemessenen Peakintensität und der Literaturangabe zur Ly- α -Intensität des Sterns eine absolute Zählraten-Kalibration des

Instrumentes durchzuführen, zumindest aber auf grobe Abweichungen zu schließen. Spektrale Flüsse verschiedener Wellenlängen von Sternen stellt beispielsweise die ESA über den *INES-Data Archive-Server* allgemein zur Verfügung.

Kapitel 4

Dichtemodelle der H-Geokorona

Das geokoronale Wasserstoffleuchten der Erde (H-Geokorona) entsteht als Folge der resonanten Streuung von solarer Ly- α -Strahlung am neutralen, atomaren Wasserstoff der Exosphäre und stellt eine im UV-Licht ($\lambda = 121.5$ nm) sichtbare, koronale Leuchterscheinung der äußersten Atmosphärenschichten dar. Koronale Leuchterscheinungen dieser Art findet man ebenso bei anderen Planeten (z.B. Jupiter) oder beispielsweise auch bei der Sonne.

Die im koronalen Entstehungsgebiet vorherrschende exosphärische H-Dichteverteilung befindet sich mit der dort ebenfalls entstehenden, resonanten Ly- α -Streustrahlung in einem physikalischen Zusammenhang, so daß aus exosphärischen Ly- α -Messungen und mit zusätzlicher Kenntnis der solaren UV-Einstrahlungsparameter unmittelbare Rückschlüsse auf die dortige Mengenverteilung des atomaren Neutralwasserstoffs möglich sind.

Bereits seit den ersten Raketenexperimenten in den späten 1950er Jahren zur Messung von exosphärischer Ly- α -Strahlung war und ist die Erstellung eines dreidimensionalen H-Neutralgas-Dichtemodells der Exosphäre Gegenstand ausführlicher Arbeiten (Tinsley et al. [1986], Bishop J. [1991], Hodges R.R. [1994], Østgaard & Mende [2003]).

Allerdings zeigen die Beobachtungen der letzten 20 Jahre vor allem, daß die terrestrische Exosphäre einem einfachen, stoßfreien und rotationssymmetrischen LTE-Ansatz nicht wirklich genügt (z.B. aufgrund von Tag-Nacht-Asymmetrien, Pol-Effekte, Geotail usw.),

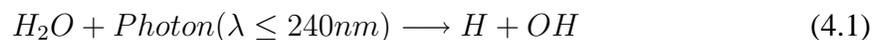
weshalb auch gegenwärtig verbesserte Exosphärenmodelle auf Basis neuer Messungen entwickelt werden (siehe auch Kap. 4.2.1 bzw. Kap. 4.2.2). Die TWINS-Mission wird hierfür erstmalig die Gelegenheit einer stereoskopischen Beobachtung der geokoronalen Ly- α -Strahlung auf hochelliptischen Orbits mit Apogäumshöhen von ca. $8R_e$ bieten.

4.1 Neutraler Wasserstoff als Grundlage der Ly- α -Geokorona

Als besonders reaktives Gas ist atomarer Wasserstoff im unteren Bereich der Erdatmosphäre kein natürlich vorkommender, meist nur gebundener (H_2O)auftretender Bestandteil. In den höheren Schichten jedoch spielt er zusammen mit atomarem Sauerstoff eine wichtige und im exosphärischen Bereich der Atmosphäre die dominante Rolle. Nachfolgend sollen die Entstehung, der vertikale Transport in die Exosphäre sowie die wirksamen Verlustprozesse des neutralen H-Gases aufgezeigt werden.

4.1.1 Entstehung von atomarem Wasserstoff in der Thermosphäre

Atomarer Wasserstoff (H) entsteht hauptsächlich im Bereich der unteren Thermosphäre, die oberhalb der Mesopause in Höhen von etwa ≈ 100 km beginnt. Der zugrundeliegende, maßgeblich wirksame Entstehungsprozeß ist die Photodissoziation von Wassermolekülen durch UV-Photonen der Sonneneinstrahlung (Banks P.M. & Kockarts G. [1973]):



Der totale Dissoziationskoeffizient D_{tot} dieses Prozesses beträgt (für optische Dichte = 0) etwa $D_{tot} \approx 10^{-5} s^{-1}$ und wird hauptsächlich durch die solare Ly- α -Strahlung (121.5nm) bzw. die UV-Strahlung des Schumann-Runge Bandes im Wellenlängenbereich $175 \leq \lambda \leq 205$ nm bestimmt.

Wie Abb. 4.1.1 zeigt, wird dieser Wert für D_{tot} etwa ab einer Höhe von 100 km erreicht. In darunterliegenden Schichten sorgt die zunehmende optische Dichte des Mediums für eine rasche Abnahme der UV-Strahlungsintensität. In der Mesopause ist der Anteil der solaren Ly- α -Strahlung maßgebend für diese Reaktion, in Höhen unter 70 km spielt nur der UV-Anteil des Schuman-Runge-Bandes des Sauerstoffes eine wesentliche Rolle.

Im erwähnten Hauptentstehungsgebiet von neutralem H oberhalb der Mesopause hat die allgemeine, atmosphärische Dichte bereits in einem Maße abgenommen, so daß Stoßprozesse aufgrund der großen, mittleren freien Weglängen ebenfalls stark reduziert stattfinden und die damit beginnende, gravitative Entmischung der Atmosphäre in ihre Konstituenten (Heterosphäre) eingeleitet wird. Die Erzeugungsraten aufgrund photodissoziierter Wassermoleküle überwiegen die Reaktionsraten für die mögliche Rückreaktion bzw. andere chemische Reaktionen des entstandenen H-Gases deutlich.

Das zusätzlich entstehende, angeregte OH führt zu einer beobachtbaren Fluoreszenzstrahlung (Carrington T. [1964]).

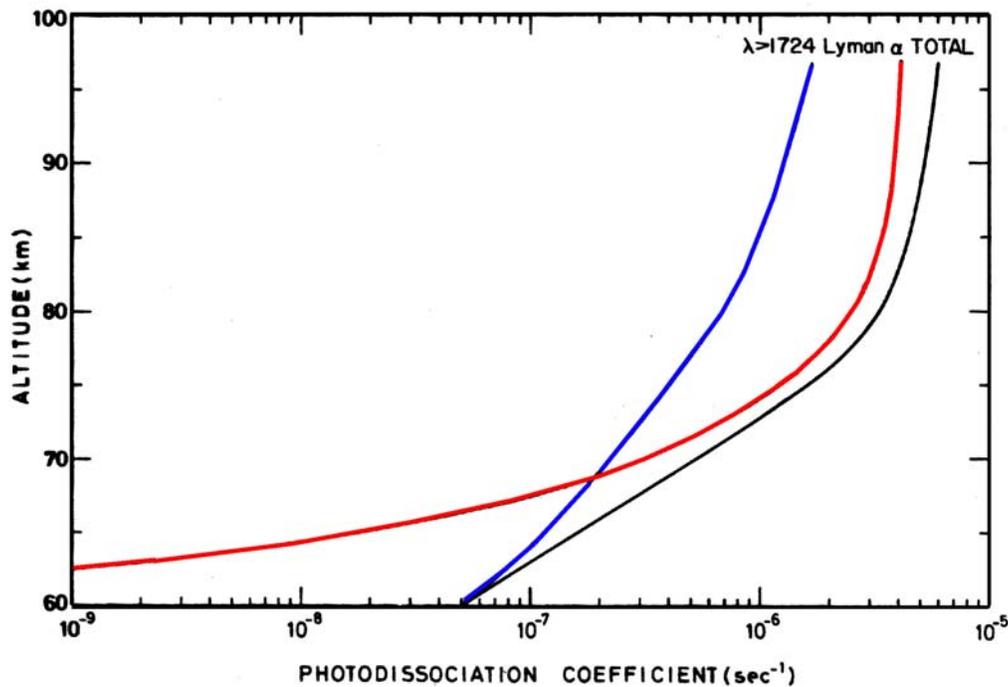
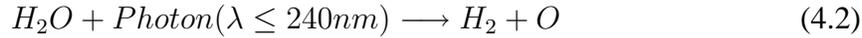


Abb. 4.1.1: Photodissoziations-Koeffizient D für die Reaktion $H_2O + h\nu = H + OH$ in Abhängigkeit von der Höhe (Banks P.M. & Kockarts G. [1973]); UV-Anteil des Schumann-Runge-Bandes bei $175 \leq \lambda \leq 205\text{nm}$ (blaue Linie), solarer Ly- α -UV-Anteil bei $\lambda=122\text{nm}$ (rote Linie), totaler UV-Anteil (schwarze Linie).

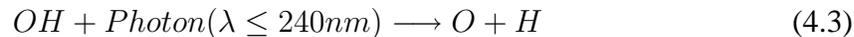
Der ebenfalls ablaufende Reaktionsprozess,



dessen Reaktionsprodukte molekularer Wasserstoff H_2 und atomarer Sauerstoff O sind, findet aufgrund eines im Vergleich zu Reaktion 4.1 dreifach kleineren Absorptionsquerschnittes (bei $\lambda \approx 123$ nm) entsprechend weniger häufig statt.

Die für die Photodissoziation benötigten Wassermoleküle entstehen durch das Verdampfen von Wasser auf der Erdoberfläche und gelangen über den unteren Atmosphärenbereich mit Hilfe thermischer Transport- bzw. Wirbeldiffusionsprozesse in die Entstehungshöhe des neutralen Wasserstoffes. Der maximale Mengenfluß der auf diese Weise im Mesopausengebiet für die Reaktion nach Gl. 4.1 bereitgestellten Wassermoleküle läßt sich auf etwa 10^{12} Teilchen pro m^2s begrenzen (Prölss G.W. [2001]), was auch gleichzeitig die obere Grenze für den Mengenfluß des dort entstehenden atomaren (Neutral-)Wasserstoffes in die Exosphäre darstellt.

Neben der Spaltung von Wassermolekülen existieren noch weitere atmosphärische Entstehungsprozesse von atomarem Wasserstoff, die allerdings eine weitaus geringere Rolle spielen. Beispielhaft soll hier die ebenfalls per Photodissoziation stattfindende Spaltung von OH und Methan (CH_4) genannt werden:



Eine Liste weiterer Reaktionen zusammen mit zugehörigen Reaktionsraten findet sich u.a. in (Hunten D.M. & Strobel D.F. [1974]).

4.1.2 Vertikale Transportprozesse von neutralem Wasserstoff

Als hauptsächlich wirksame Transportprozesse des neutralen Wasserstoffes in die Exosphäre sind neben der thermisch bedingten Teilchenbewegung und elastischen Stößen

mit anderen atmosphärischen Konstituenten (z.B. Sauerstoff), eine molekulare Vertikaldiffusion sowie eine Wirbeldiffusion (Turbulenz) von erheblicher Bedeutung.

Versteht man die Erdatmosphäre alternativ zum Kraftansatz der aerostatischen Grundgleichung als dynamischen Gleichgewichtszustand hinsichtlich auf- und abwärts laufender Transportprozesse, so müssen auftretende Sink- und Expansionsflüsse sich im Gleichgewichtsfalle gegenseitig die Waage halten. Der hier vorliegende dynamische Gleichgewichtszustand kennzeichnet sich dadurch, daß stattfindende, gegenläufige Prozesse (z.B. Sink- und Expansionsflüsse) sich in der Nettobilanz aufheben. Im statischen Gleichgewicht fänden im Unterschied hierzu keinerlei Prozesse mehr statt.

Sinkflüsse lassen sich einfach als Höhenverlust einer Gaskomponente aufgrund der Erdanziehungskraft verstehen. Nach oben gerichtete Expansionsflüsse hingegen werden als Druckausgleichsprozeß zwischen tieferen Gebieten höheren Druckes mit höheren Gebieten niedrigeren Druckes erklärt, was auch als Diffusionsprozeß in Richtung des abfallenden Dichtegradienten der Erdatmosphäre verstanden werden kann. Der leichte Wasserstoff kann mit Hilfe seiner größeren thermischen Bewegung \bar{c} schon aufgrund kleiner Dichteunterschiede für deutliche Expansionsdiffusionsflüsse sorgen, was sich aus dem 1.Fickschen Gesetz ergibt:

$$\phi_D = -D \frac{dn}{dz} = -\frac{kT}{mv_{1,1}^*} \frac{dn}{dz} \quad (4.5)$$

Der Diffusionskoeffizient D ist dabei proportional zu $\bar{c}l$ (l =mittlere, freie Weglänge) bzw. umgekehrt proportional zur Masse. Die molekulare Diffusion bewirkt die gravitative Entmischung der Atmosphäre, die ab einer Höhe von etwa 100 km (Höhe der Homopause) einsetzt. Erreichte Maximalgeschwindigkeiten der Molekulardiffusion liegen in dieser Höhe bei einigen cm/s (Banks P.M. & Kockarts G. [1973]). Die Diffusionsgeschwindigkeit wächst exponentiell mit der Höhe bis zu einem kritischen Level, ab dem die Stoßfrequenz bereits zu weit abgesunken ist, so daß die Diffusionsgleichung außer Kraft tritt.

Auf der anderen Seite verursachen Turbulenzen die relativ homogene Vermischung der Atmosphäre unterhalb der Homopause, d.h. es existieren Wirbeldiffusionsflüsse, welche über turbulente Strömungen Gase von oben nach unten und umgekehrt transportieren. Primäre

Ursache solcher Wirbel sind ungleiche Temperaturverteilungen in der Atmosphäre, die turbulente Luftströmungen und Winde nach sich ziehen. Das Konzentrationsverhältnis der durch die Verwirbelungen transportierten Gaskomponenten bleibt von den Dichteänderungen in den verschiedenen Höhen unberührt, da Gesamtgas und Nebengas in gleichem Maße verdichtet bzw. verdünnt werden (Prölss G.W. [2001]).

Betrachtet man die Zeitkonstanten von molekularer Diffusion τ_D und Wirbeldiffusion τ_W in Abhängigkeit von der Höhe, so fällt auf, daß einerseits τ_D mit wachsender Höhe rasch abnimmt, während τ_W bis zur Turbopause relativ konstant bleibt, dann aber sehr scharf abfällt. Beide Werte schneiden sich in einer Höhe von etwa 100 km (Prölss G.W. [2001]).

4.1.3 Verlustprozesse von atomarem Wasserstoff in der oberen Erdatmosphäre

In Höhen größer 100 km befindlicher, neutraler Wasserstoff geht im wesentlichen entweder durch chemische Reaktionen oder durch Verdampfungsprozesse in der oberen Thermosphäre verloren.

Die wirksamsten Reaktionsprozesse sind Photoionisation,



bzw. (reversibler) Ladungsträgeraustausch (z.B. mit Sauerstoff-Ionen),



oder kinetische Kollisionen mit anderen energetischen Partikeln. Im Bereich der Polkappen spielt besonders auch der Ladungsträgeraustausch mit energetischen Protonen des Sonnenwindes der Form



eine wichtige Rolle, in dessen Folge angeregter Wasserstoff H^* entsteht.

Eine weiterführende Liste sonstiger Verlust-Reaktionen zusammen mit zugehörigen Reaktionsraten findet sich u.a. in (Hunten D.M. & Strobel D.F. [1974]).

4.2 Physik der neutralen Exosphäre

Zur Modellierung der neutralen Wasserstoffdichten in Höhen der Exosphäre ist es notwendig, die Zu- und Abflüsse von neutralem Wasserstoff in die Exosphäre zum einen aus der Thermosphäre, zum anderen in den interplanetaren Raum quantitativ zu erfassen. Zusätzlich sind alle Wechselwirkungsprozesse, die während des Aufenthaltes des Wasserstoffes in der Exosphäre wirksam sind, zu betrachten. Dies soll nachfolgend anhand einiger grundlegender, gaskinetischer Überlegungen zusammengefaßt getan werden.

4.2.1 Das stoßfreie Standardmodell der neutralen Exosphäre

Das Standard-Modell der terrestrischen Exosphäre basiert wesentlich auf der Annahme einer kompletten Abwesenheit von Stoßprozessen oberhalb einer bestimmten Höhe r_c (Exobasenhöhe) und wurde ursprünglich formuliert von (Opik E.J. & Singer S.F. [1961]) und später fortentwickelt von (Chamberlain J.W. [1963]) bzw. (Banks P.M. & Kockarts G. [1973]).

Für die Knudsen-Zahl $K_n(r)$ gilt in dieser kritischen Übergangshöhe zwischen unterer, stoßdominierter Thermosphäre (mit $r \leq r_c$) und oberer, stoßfreier Exosphäre (mit $r \geq r_c$) ein Wert von $K_n(r_c) \approx 1$, d.h. die mittlere freie Weglänge und die typische Systemskalenhöhe $H = kT/mg$ sind in dieser Höhe etwa von gleicher Größenordnung.

Zur Vermeidung eines unphysikalischen, plötzlichen Überganges hinsichtlich der Stoßprozesse bei r_c wird eine Übergangsregion (transition region) $r_1 \leq r_c \leq r_2$ definiert, in welcher eine stetige Anpassung vom unteren Mileu in das obere stattfindet.

Im Standardmodell ist der Höhenbereich unterhalb der Übergangsregion $r \leq r_1$ als ein stofflich gut durchmischter, stoßdominierter und damit im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befindlicher Atmosphärenbereich angenommen, der weiterhin über folgende Eigenschaften verfügt:

- die hydrodynamische Beschreibung des Gasgemisches mittels Navier-Stokes Gleichungen ist gültig,
- die Geschwindigkeitsverteilung der Konstituenten genügt einer eventuell verschobenen Maxwell-Verteilung,
- es liegt eine sphärisch symmetrische Temperatur- und Dichteverteilung ($T_c = f(r), \rho_c = g(r)$) vor (d.h. es bestehen keine longitudinalen oder lateralen Abhängigkeiten),
- das Dichteprofil $\rho(r \leq r_1)$ wird durch die Lösung der aerostatischen Grundgleichung $dp/dr = \rho F$ beschrieben,
- die Knudsenzahl beträgt $K_n(r \leq r_1) \ll 1$,
- die Exosphäre korotiert mit der Erde.

Das Verhalten des Atmosphärenbereiches bei $r \leq r_c$ kann mit Transport-Theorie-Modellen u.a. von (Chapman S. & Cowling T.G., [1970]) oder (Ferziger, J.H. & Kaper H.G. [1972]) behandelt werden.

Wichtige Bedeutung kommt nun der Frage zu, welche Populationen von H-Teilchen aus dem unteren Bereich in den äußeren, exosphärischen Bereich aufsteigen und diesen mehr oder weniger dauerhaft bevölkern können. Mit einer durchschnittlichen Exosphärentemperatur von ca. $T \approx 1000\text{K}$ ergibt sich für Wasserstoff eine mittlere thermische Teilchengeschwindigkeit von

$$\bar{c} \simeq \sqrt{3kT/m_H} \approx 5\text{km/s} \quad (4.9)$$

Die terrestrische Kreisbahngeschwindigkeit v_{circ} bzw. deren Entweichgeschwindigkeit v_{esc} für sich stoßfrei bewegende Neutralteilchen mit Abstand r vom Geozentrum läßt sich angeben durch:

$$v_{circ} = R_E \sqrt{\frac{g_0}{r}} \approx 8 \text{ km/s} \quad , \quad v_{esc} = \sqrt{\frac{2GM}{r}} \approx 11.7 \text{ km/s} \quad (4.10)$$

Die mittlere thermische H-Teilchengeschwindigkeit \bar{c} liegt für 1000 K also noch unterhalb der Kreisbahngeschwindigkeit (≈ 8 km/s). Insofern können nur die hochenergetischen Bereiche der Maxwellverteilung Teilchen liefern, welche über die notwendige Geschwindigkeit zum Übertritt in die exosphärische Zone bzw. zum Entweichen aus dieser in den interplanetaren Raum verfügen.

Aufgrund stattfindender elastischer Stöße u.a. mit anderen Konsituenten, als auch nicht-thermischen Prozessen (wie bspw. inelastischer oder chemisch reaktiver Stöße) können den Wasserstoffatomen die notwendigen Geschwindigkeiten vermittelt werden, um in die Exosphäre zu gelangen.

Finden solche Prozesse innerhalb der Übergangsregion statt, was bedingt durch die dort vorherrschenden Dichte noch relativ häufig der Fall ist, besteht aufgrund der andererseits bereits großen, mittleren freien Weglänge eine erhöhte Chance, dass die beteiligten Teilchen stoßfrei nach außen in die Exosphäre aufsteigen und diese entweder dauerhaft populieren oder nach einiger Aufenthaltsdauer wieder verlassen müssen. Hinsichtlich der Teilchengeschwindigkeit v lassen sich in der Exosphäre also folgende drei Populationen unterscheiden:

- $v < v_{circ}$: Teilchen folgen ballistischen Bahnen und fallen in die Übergangsregion zurück (Dichtepopulation n_b)
- $v_{circ} \leq v < v_{esc}$: Satelliten-Teilchen bewegen sich auf geschlossenen, ellipsenförmigen Orbits (Spezialfall kreisförmige Orbits: $v = v_{circ}$) (Dichtepopulation n_s)
- $v \geq v_{esc}$: Teilchen verlassen die Erdanziehung auf offenen Hyperbelbahnen (Dichtepopulation n_e)

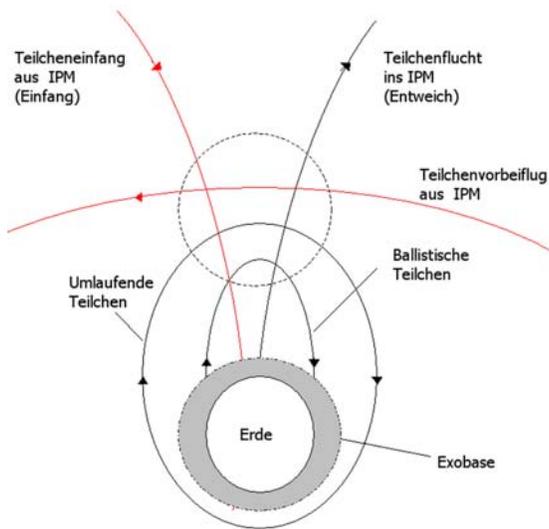


Abb. 4.2.1.a: Bahnen exosphärischer Teilchen (rote Bahnen sind im Exosphären-Standard-Modell unberücksichtigt) (Prölls G.W. [2001])

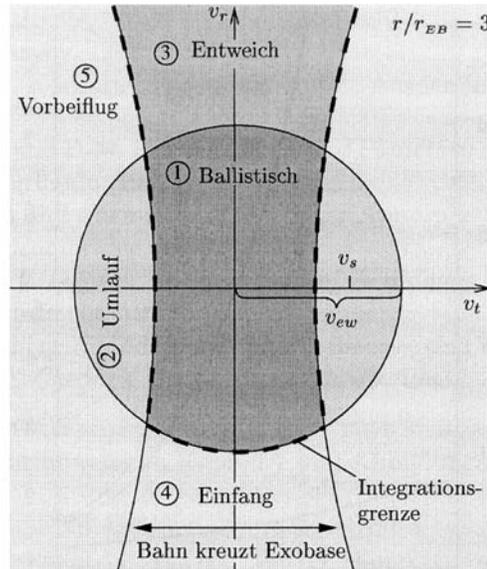


Abb. 4.2.1.b: Bahnen exosphärischer Teilchen und zugehörige Bereich in der Geschwindigkeitsebene für eine Volumenelement in geozentrischer Distanz von $r = 3 \cdot r_{Exobase}$ (Fahr H.J. & Shizgal B. [1983])

Erwähnt werden soll der Umstand, dass sich "orbitierende" Teilchenpopulationen (d.h. Teilchen mit geschlossene Bahnen um die Erde) auf Basis des stoßfreien Standardmodells der Exosphäre nicht erklären lassen. Ein dauerhafter, geschlossener Orbit kann bei passender Teilchengeschwindigkeit nur dann vorliegen, wenn das Perigäum der Bahn ständig oberhalb der Übergangszone r_2 liegt, um stets in der stoßfreien Zone zu verbleiben. Da die Teilchen im Standardmodell ihren Geschwindigkeitsursprung allerdings unterhalb dieser Höhe r_2 in der Übergangsregion haben, liegt bereits der Bahnabschnitt im Entstehungsgebiet unterhalb der exosphärischen Grenze und erfüllt somit diese Bedingung nicht. Satellitenteilchen sind daher nur über verschiedene, zusätzlich auftretende Stoßprozesse innerhalb der Exosphäre, durch Photoionisation bzw. mit Hilfe von Strahlungsdruckeffekten erklärbar (Fahr H.J. & Shizgal B. [1983]).

In der Gesamtbilanz des Standardmodells verbleiben Populationsbeiträge einströmender (oder durchfliegender) Teilchen n_i des interplanetaren Mediums (IPM) unberücksichtigt,

so daß sich die Gesamtdichte nur aus den betrachteten Populationen zu $n = n_b + n_e + n_s$ ergibt.

Abb. 4.2.1.c und Abb. 4.2.1.d zeigen die normalisierten Dichteprofile (Einzelbeiträge und Gesamtbeitrag) der einzelnen Populationsarten für exosphärischen, neutralen Wasserstoff für zwei verschiedene Temperaturen (jeweils mit und ohne Satellitenteilchen-Population).

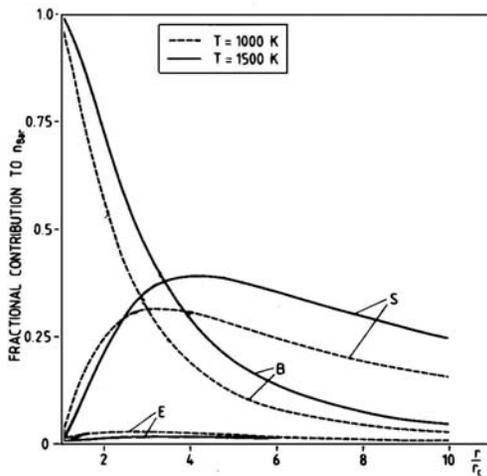


Abb. 4.2.1.c: Einzelbeiträge der verschiedenen, exosphärischen Teilchenpopulationen zur barometrischen H-Dichte; E=Entweich, S=Satelliten, B=Ballistisch (Fahr H.J. & Shizgal B. [1983])

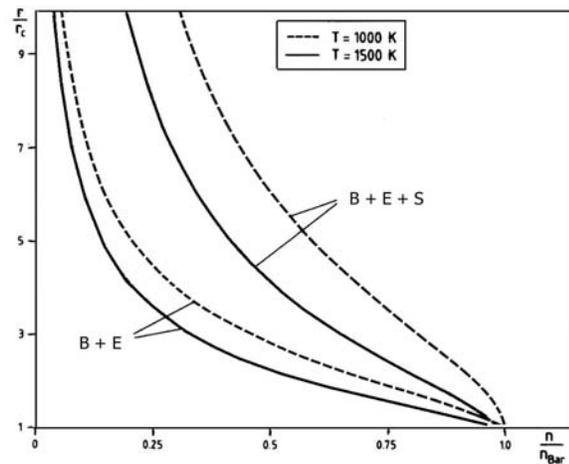


Abb. 4.2.1.d: Normalisierte Dichteprofile für n/n_c der Exosphäre; B+E = Population Entweichender+Ballistischer Teilchen addiert, B+E+S = alle Populationen addiert (Fahr H.J. & Shizgal B. [1983])

Da die Atmosphäre (hervorgerufen durch die entweichende Population mit $v \geq v_{esc}$) einen ständigen Verlust an hochenergetischen, leichten Bestandteilen erleidet, wurde bereits von James H. Jeans (sogenannter *Jeans escape*) festgestellt (Jeans J.H. [1923]). Es ist offensichtlich, dass u.a. aufgrund dieses Verlustes im exosphärischen Bereich $r \geq r_2$ (oberhalb der Übergangsregion) kein lokales thermisches Gleichgewicht der leichten Konstituenten mehr vorliegt. Die Geschwindigkeitsverteilung $f(V, \theta, y)$ der Exosphäre, auf Basis des stoßfreien Standard-Modell errechnet, wird daher als eine im höheren Geschwindigkeitsbereich abgeschnittene Maxwell-Verteilung angenommen. Die fehlenden Populationen sind den entwichenen Teilchen ($=n_e$) sowie den nicht berücksichtigten, einströmenden Teilchen (n_i) zuzuordnen.

$f(V, \theta, y)$ ist ebenfalls nicht mehr isotrop, da verschiedene Bereiche des Geschwindigkeitsraumes aufgrund der ausgeschlossenen Teilchen nicht populiert sind (siehe dazu auch Abb. 4.2.1.b der gültigen Richtungen und Geschwindigkeiten der exosphärischen Teilchen im Standard-Modell).

4.2.2 Probleme des stoßfreien Standardmodells

Durch Verwendung einfacher Annahmen, wie z.B. der Stoßfreiheit oberhalb des kritischen Radius r_c oder durch Implikation isotroper Verteilungsfunktionen als untere Randbedingung, ergeben sich eine Reihe von Problemen im Standard-Modell der Exosphäre, die auch durch Beobachtungen deutlich wurden. Folgende Kernprobleme des Modells können zusammengefaßt werden:

- die Population n_s der exosphärischen Satelliten-Teilchen (mit geschlossenen Bahnen um die Erde) kann ohne Annahme weiterer Stoß- oder andere Wechselwirkungsprozesse oberhalb r_c nicht erklärt werden, weil dies im Widerspruch zur Grundannahme der Stoßfreiheit des Standard-Modells steht
- das exosphärische H-Gas, welches sich real außerhalb des lokalen, thermischen Gleichgewichtes befindet, wird vereinfacht nur durch eine im hohen Geschwindigkeitsbereich abgeschnittene Maxwell-Verteilung beschrieben, was die Wirklichkeit nur begrenzt wiedergeben kann, da die tatsächliche Geschwindigkeitsverteilung im Nicht-LTE-Zustand nicht Maxwell'sch ist.
- die Übergangsregion und der relativ rasche Übergang vom LTE unterhalb zum Nicht-LTE Zustand oberhalb eines kritischen Levels werden nicht ausreichend behandelt
- der auf Basis des Standard-Modells berechenbare, exosphärische Jeans-Escape-Fluß von Teilchen mit hyperbolischen Bahnen ist nicht korrekt
- die Annahme der isotropen Exobase läßt sich aufgrund verschiedener Beobachtungen (z.B. von Tag-/Nachtasymmetrie bezüglich Dichten bzw. Temperatur) nicht halten
- die planetare Relativ-Rotation zur Exosphäre wurde nicht berücksichtigt

Durch vielfältige Beobachtungen bestätigt konnte ein deutlicher H-Dichteunterschied zwischen Tag- (minimaler Wert) und Nachtseite (maximaler Wert) mit einem Verhältnis von $n_{max}/n_{min} = 1.6 - 3.5$ (Brinton H.C. & Mayr H.G. [1971]) nachgewiesen werden.

Ausgelöst von dieser Tatsache wurden Korrekturen zum Standard-Modell vorgeschlagen, die eine planetare Rotation einbeziehen (Hagenbuch K.M. & Hartle R.E. [1969]) oder längenwinkelabhängige, exobasische Verteilungsfunktionen (hinsichtlich Temperatur und Dichten) annehmen (Patterson T.N.L. [1970]). Insbesondere letztere Überlegung führte zur Beschreibung eines exobasischen Windes (lateral flow).

Modelle, die beide Effekte in Betracht ziehen, wurden u.a. von (Fahr H.J. & Paul G. [1976]) diskutiert. Darin wurde u.a. deutlich, dass Temperatur-/Dichteprofile verschiedener Breitenregionen der Exobase substantiell unterschiedlich sind.

Während die angesprochenen Punkte Korrekturen des stoßfreien Ansatzes des Standard-Modells sind, wurden auch stoßdominierte Modelle erörtert, wie dies nachfolgend am Beispiel des Monte-Carlo-Modells der Exosphäre von (Hodges R.R. [1994]) aufgezeigt wird.

4.3 Das Monte-Carlo-Exosphärenmodell von R.R.Hodges

Die im Modell von (Hodges R.R. [1994]) (nachfolgend Hodges-Modell) zur Anwendung kommende Basistechnik der Monte-Carlo-Methode wurde zur Simulation von Exosphären etwa zeitgleich von (Lew S.K. & Venkateswaren S.V. [1965]) und (Liwshitz M. & Singer S.F. [1966]) eingeführt und durch (Brinkmann R.T. [1970]) entscheidend verbessert.

Im Unterschied zum stoßfreien Standardmodell der neutralen Exosphäre wird im Hodges-Modell gerade im Gegenteil von einer hauptsächlich (zumindest im unteren Höhenbereich) schwach stoßbestimmten Exosphäre ausgegangen.

Es werden die Bewegungen und Wechselwirkungen simulierter H-Atome (Quellteilchen) mit zufälliger Geschwindigkeit bzw. Richtung betrachtet, die dem unteren Bereich des Atmosphärenmodells entstammen. In ihrer Gesamtheit folgen die auf diese Weise von unten in das Modell injizierten H-Teilchen jedoch einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung. Im weiteren Verlauf wird insbesondere die Position des Stoßes eines H-Atom's mit einem O-Atom (Zielteilchen) und die daraus resultierenden Geschwindigkeiten bzw. Richtungen beider Teilchen nach dem Stoß errechnet, welche dann wiederum die Startparameter für einen (möglicherweise) nachfolgenden Stoßprozeß darstellen. Die Prozedur wird solange wiederholt, bis das H-Teilchen entweder die obere oder untere Grenze des modellierten Bereiches erreicht. Geschieht dies mit $v_H < v_{esc}$, so erfolgt eine Reflektion des Teilchen zurück in den Modellbereich (Richtungsreflektion), andernfalls verläßt das Teilchen das MC-Modell, d.h. dessen Bewegungsparameter werden nicht länger verfolgt.

Insgesamt wird eine sehr große Anzahl von Quell- und Zielteilchen in beschriebener Weise in das Monte-Carlo-Modell eingespeist und separat betrachtet. Der durch das Modell abgedeckte, räumliche Bereich der Exosphäre wird in Sub-Bereiche unterteilt (= dreidimensionales Netz von Audit-Zonen) und die mittlere Aufenthaltsdauer der H-Atome pro Sub-Bereich berechnet. Hieraus resultiert eine lokale Verteilungsfunktion $f_H(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ pro Subbereich, woraus sich in einfacher Weise das H-Dichteprofil ableiten läßt. Ebenfalls ist es möglich, den Jeans-Escape durch gesonderte Verfolgung der das Modell nach außen verlassenden H-Teilchen zu bestimmen. Schwieriger ist die Situation zu behandeln, nach der H-Atome auf Fluchtbahnen mit $v_H > v_{esc}$ dennoch zu allen Ly- α -Beobachtungen beitragen, auch wenn deren Austritt aus der Exosphäre möglicherweise bereits erfolgt ist.

(Fahr H.J. & Shizgal B. [1983]) weisen ebenfalls auf ein generelles Problem hin, welches in Verbindung mit der Berechnung der lokalen Verteilungsfunktion im Volumenelement δV jeder Auditzone steht. So besitzen H-Teilchen, die in δV bereits mit einer Geschwindigkeit v eindringen, eine meist andere Aufenthaltsdauer, als solche H-Teilchen, die erst innerhalb von δV aufgrund eines Stoßprozesses mit v entstehen. Insofern sollte jedes Teilchen mit seiner Aufenthaltsdauer in der Verteilungsfunktion gewichtet sein.

4.3.1 Berücksichtigte Transport- und Reaktionsprozesse

In Schema 4.3.1 sind alle im Hodges-Modell berücksichtigten Transport- und Umwandlungsprozesse aufgezeigt. Wie bereits erwähnt, wird neutrales H aus dem Bereich der Thermosphäre durch Diffusion aufwärts transportiert.

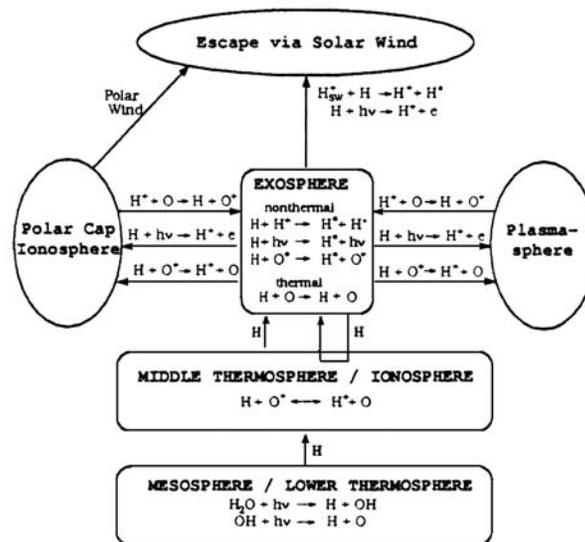


Abb. 4.3.1: Flußdiagramm für atomaren, neutralen Wasserstoff in der Atmosphäre nach (Hodges R.R. [1994]).

Das Vorhandensein von ionosphärischen Sauerstoff-Ionen O^+ ist im thermosphärischen Bereich noch groß genug, damit sich H und H^+ im Ladungsgleichgewicht mit O und O^+ befinden,

$$H + O^+ \leftrightarrow H^+ + O \tag{4.11}$$

weshalb kaum H^+ von tieferen Schichten aufsteigt. Ab größeren Höhen (und damit abnehmender Effektivität der Reaktion des Ladungsgleichgewichtes nach 4.11) ändert sich dies und H^+ -Protonen strömen nach außen in die Plasmasphäre (Hodges R.R. [1994]). Da dieser Effekt größere Auswirkung auf breitenabhängige Transportprozesse besitzt, setzt Hodges die effektive Exobase der Wasserstoffatmosphäre tief in den Bereich der Thermosphäre, in welchem obiges Ladungsgleichgewicht nach Reaktion 4.11 noch als gültig angenommen werden kann (im konkreten Fall der terrestrischen Exosphäre bei 260 km). Die verwendeten Sauerstoffdichten dieser Höhe wurden vom MSIS-86-Modell (Hedin A.E. [1987]) abgeleitet.

Die obere Grenze des Bereiches, der von thermosphärischem O dominiert wird, ist im Modell mit 2000 km angegeben. Ab dieser Höhe werden die zur Diffusion notwendigen Kollisionen zwischen O und H vernachlässigbar. Wirkungsquerschnitte und andere Stoßparameter dieser Neutral-Neutral Stöße bauen auf Werten aus (Hodges R.R. [1993]) auf.

Die Simulationen der Kopplung von exosphärischen und ionosphärischen Prozessen erfordert ein entsprechendes Plasmasphärenmodell der Erde, welches sowohl Dichten und Temperaturen von H^+ und O^+ als auch Stoßzahlen für die Reaktion 4.11 beinhaltet. Im Hodges-Modell wird dazu ein Plasmasphärenmodell von (Bailey G. J. & Sellek R. [1990]) verwendet, wobei über den Polkappen entstehende H^+ -Protonen gesondert behandelt werden (ab einer Höhe von 2000 km entweichen diese als Teil des polaren Windes).

In Bezug auf die Kopplung des Modells mit solarer Strahlung werden die beiden Prozesse Photoionisation und Ly- α -Strahlungsdruck einbezogen. Dabei wird die Geschwindigkeitsänderung eines H-Atoms nach Re-Emission eines Ly- α -Photons mit 327 cm/s angegeben.

Der Sonnenwind wurde ebenfalls im Hodges-Modell unter Annahme eines Protonenflusses von $3.8 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und einer Geschwindigkeitsvariation von 300-400 km s^{-1} über einen solaren Zyklus berücksichtigt. Die Verteilung der Protonen in der magnetosphärischen Cavity ist im Hodges-Modell angenähert durch 10% des regulären Flusses von Sonnenwind-Protonen. Hinsichtlich der Variabilität des solaren $F_{10.7\text{cm}}$ -Flusses wurde ein Bereich von 80-230 [$x10^{-22} \text{ s/m}^2$] gewählt.

4.3.2 Data-Audit-Zonen und Modellformulierung

Das Hodges-Modell besitzt zwischen der unteren Modellgrenze bei 260 km Höhe und der oberen Grenze bei 12 R_e eine Unterteilung in 40 Subbereiche (Audit Zonen), deren einzelne Höhenwerte aus der Modellierung einer Plasmasphäre hergeleitet wurden, welche Konzentration und Temperatur von H^+ und O^+ sowie die Stoßparameter für die Reaktion $H + O^+ = H^+ + O$ ebenso beinhaltet, wie die aus inversem Ladungsaustausch resultierende H-Produktionsrate. Zur Vereinfachung der Kopplung zwischen Exosphäre und Plasmasphäre wurde im Hodges-Modell der geomagnetische Pol mit dem geographischen Pol in Übereinstimmung gebracht.

Das Modell liefert zu 4 diskreten, solaren $F_{10,7cm}$ -Flüssen (80, 130, 180, 230) je einen vollständigen Koeffizientensatz für die Equinox- und die Solsticeposition der Erde. Die Höhenunterteilung pro Koeffizient geschieht dabei wie erwähnt in 40 (nichtäquidistanten) Schritten, so daß eine relativ große Gesamtzahl an Koeffizienten entsteht (4 x $F_{10,7cm}$ -Flüsse x 2 Positionen x 640 Koeffizienten = 5120 Gesamtzahl).

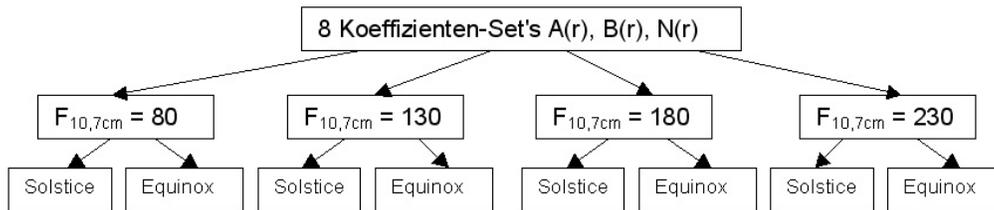


Abb. 4.3.2: Koeffizientenschema des Hodges-Modells (Hodges R.R. [1994]).

Zuvor wurden die Zahlenwerte der Audit-Zonen durch Hodges in eine mathematische Form gebracht, welche die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation am besten repräsentiert. Konkret ist dies der Fit in eine sphärisch-harmonische Entwicklung 3. Ordnung der Form:

$$n_H(r) = N(r)\sqrt{4\pi} \sum_{l=0}^3 \sum_{m=0}^l (A_{lm}(r)\cos(m\phi) + B_{lm}(r)\sin(m\phi))Y_{lm}(\theta) \quad (4.12)$$

wobei $N(r)$, $A_{lm}(r)$, $B_{lm}(r)$ die angesprochenen Koeffizienten und $Y_{lm}(\theta)$ die Koeffizienten der Kugelflächenfunktionen darstellen.

Um ein geschlossenes Modell für beide Solstice-Positionen (Sommer- und Winter) vorlegen zu können, ist der Breitenwinkel θ jeweils vom aktuellen Sommerpol aus angegeben. Der Längswinkel ϕ ist stets gegen den Mitternachtsmeridian gemessen.

Sobald im Modell ein H-Atom entweicht, wird ein neues H-Atom an der unteren Modellgrenzschicht erzeugt, dessen Geschwindigkeit aus einer Maxwellverteilung mit der Temperatur der unteren Thermosphäre ausgewählt wurde. Dieser rein thermischen Geschwindigkeit werden zusätzlich eine mittlere Breitengeschwindigkeit der Thermosphäre sowie zonale Winde überlagert.

4.3.3 Vergleich mit anderen Modellen bzw. Beobachtungen

Vergleiche von H-Dichtekonturen nahe der Exobasenhöhe von etwa 480 km, einerseits erzeugt mit MSIS-86 und andererseits mit dem Hodges-Modell, ergeben eine teilweise deutliche Abweichung der H-Dichten beider Modelle.

So liefert MSIS-86 das H-Maximum bei etwa 03:00-06:00 Uhr (lokale Zeit), während das Hodges-Modell dieses im Bereich der Abenddämmerung besitzt. Außerdem verfügt MSIS-86 über größere Kontraste hinsichtlich der H-Dichte zwischen Tag und Nacht bzw. zwischen Pol und Äquator (Hodges R.R. [1994]). Generell präsentiert MSIS-86 höhere H-Dichtekonzentrationen für niedrige solare $F_{10.7cm}$ -Flußwerte (und umgekehrt) als das Hodges-Modell. Hodges selbst gibt hierfür als Grund mögliche Unbestimmtheiten bei der Modellierung der Plasmasphäre an.

Gut hingegen ist die Übereinstimmung gemittelter H-Profile (hinsichtlich solarem $F_{10.7cm}$ -Fluß), gewonnen aus Balmer- α -Daten des Aricibo-Teleskops, mit dem Hodges-Modell (Hodges R.R. [1994]).

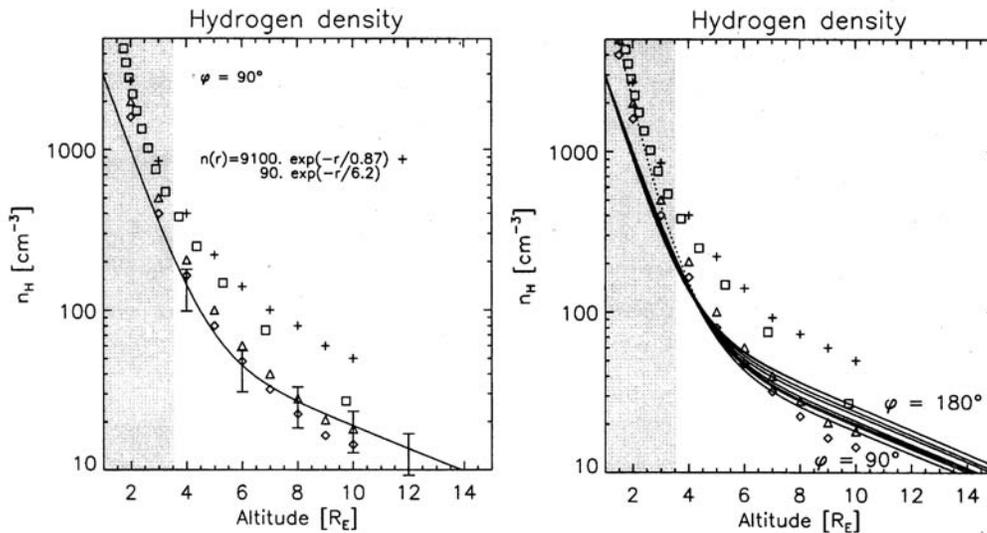


Abb. 4.3.3: H-Dichteprofile der IMAGE-Mission für $\phi = 90^\circ$ (links) und $\phi = 180^\circ$ (rechts) im Vergleich zu verschiedenen Dichtemodellen (Rechtecke = (Hodges R.R. [1994]), + = (Bishop J. [1991]), \diamond, \triangle = (Raiarden et al. [1986])); entnommen aus (Østgaard N. & Mende S.B. [2003])

Østgaard und Mende konnten 2003 anhand von Lyman- α -Beobachtungen des IMAGE-Satelliten zeigen, daß sich die gemessenen Wasserstoff-Dichteprofile (durchgezogene Linien) in relativ guter Übereinstimmung mit den vorhergesagten H-Dichteprofilen des Hodges-Modells (Rechtecke) in Abb. 4.3.3 befinden. Die Messungen der IMAGE-Mission stellen eine der ersten "in situ"-Beobachtungen der Ly- α -Streustrahlung der Geokorona dar.

Die mit "+" in Abb. 4.3.3 eingetragenen Werte repräsentieren die H-Dichteprofile, welche (Bishop J. [1991]) durch Extrapolation der H-Dichte des MSIS-90 Modells ableitet. Es wird deutlich, dass diese Kurve (auch bei großen Abständen) relativ gut mit den Hodges-Werten übereinstimmt.

4.4 Das empirische Thermosphärenmodell MSIS

Als der bekannteste Vertreter eines empirischen Atmosphärenmodells soll das MSIS-86 Modell erwähnt werden (MSIS = "mass spectrometer and incoherent scatter") (Hedin A.E. et al. [1987]).

Das MSIS-86 Modell wurde konzipiert zur Beschreibung der gesamten Thermosphäre in Höhen über 85 km bis zur Exobase (bei etwa 400 km) unter verschiedenen solaren Konditionen ($70 \leq F_{10,7} \leq 200$). Durch Satellitenmessungen auf Polarorbits konnten zusätzlich die Verhältnisse im polaren Bereich der Erde Berücksichtigung finden.

Da das MSIS ein reines Thermosphärenmodell ist, liegt dessen Gültigkeitsbereich mit max. 500-1000 km deutlich unter der Mindesthöhe der TWINS-Mission von etwa $2.5-3 R_e$. Eine Extrapolation der neutralen H-Dichteverteilung an der oberen MSIS-Modellgrenze (Exobase) in die Exosphäre ist denkbar und wurde u.a. von (Fahr H.J. & Shizgal B. [1983]) bzw. (Bishop J. [1991]) durchgeführt, birgt aber Risiken und Einschränkungen.

Neuere Satellitenmessungen der exosphärischen Wasserstoffverteilung zeigen, daß diese Extrapolation durchaus zu verwendbaren Ergebnissen führt (Østgaard N. & Mende S.B. [2003]) (siehe auch Kap. 4.4.2). Dennoch wurde aus dem Grund der eingeschränkten Höhengültigkeit das MSIS-Modell im Rahmen dieser Arbeit nicht als Grundlage für die Auswertung der TWINS-Daten verwendet, sondern vielmehr das bereits erwähnte, bis zu einer Höhe von ca. 60.000 km geltende Monte- Carlo-Modell der Exosphäre von Hodges (Hodges R.R. [1994]) herangezogen.

4.4.1 Historie des MSIS-Modells

Ursprünglich wurde das Modell MSIS-I (Temperatur und N_2 -Dichte) und MSIS-II (Zusammensetzung O , He , Ar , O_2 und H) auf Basis von satellitengestützten Massenspektrometernmessungen sowie bodengestützten, inkohärenten Streustrahlungsmessungen (Aricibo, St. Santin) für im wesentlichen einen solaren Zyklus (Zeitraum 1965-1975) erstellt. Dabei konnte eine solare Aktivität von $70 \leq F_{10,7cm} \leq 170 [x10^{-22} s/m^2]$ abgedeckt werden, einige wenige Daten lagen auch für aktivere, solare Bedingungen bei $F_{10,7} > 170$ vor. Das MSIS-Modell galt ursprünglich nur bis in eine maximale Höhe von 120 km.

Das überarbeitete MSIS-83 Modell (Hedin A.E. et al. [1983]) ergänzt diese Datenbasis um eine größere Anzahl von Ergebnissen, die mit Hilfe von Höhenforschungsraketen ermittelt wurden. Zusätzlich sind "in situ"-Temperaturmessungen sowie weitere satelliten- und bodengestützte Streustrahlungsdaten integriert. Der Dichteverlauf des O_2 wurde hier erstmalig direkt auf der Basis von Massenspektrometerdaten und atmosphärischen EUV-Absorptionsraten modelliert. Ebenfalls wurden Koeffizienten für die magnetischen Aktivität eingeführt. Der Gültigkeitsbereich des MSIS-83 umfaßt nun die gesamte Thermosphäre oberhalb 85 km. Die Exosphärentemperatur wird als Funktion der geographischen und solar/magnetischen Parameter angegeben.

Als weiterer Entwicklungsschritt wurde im Rahmen der daraufhin folgenden Modellversion MSIS-86 (Hedin A.E. et al. [1987]) die Integration der Daten des Dynamics Explorer B Satelliten vorgenommen, welche eine bessere Repräsentation der sesionalen Variationen im polaren Bereich unter sowohl solar-magnetisch ruhigen als auch gestörten Bedingungen bereitstellen. Neben der Einführung des Effektes einer zeitlich veränderlichen magnetischen Aktivität wurde zusätzlich atomarer Stickstoff N als weitere Sorte den bereits geführten Dichteprofilen des MSIS-Modells hinzugefügt.

Im MSIS-90 Modell (Hedin A.E. et al. [1991]) wird das MSIS-Modell noch einmal besonders für niedrigere, thermosphärische Höhenbereiche modifiziert.

Eine exosphärische Extrapolation der H-Dichteprofile des MSIS-Modells wurde im Rahmen eines analytischen Modells von (Bishop J. [1991]) durchgeführt.

4.4.2 Vergleich MSIS-86 mit Messungen von OGO6, EISCAT und IMAGE

Das MSIS-86 Modell, als empirisches Modell selbst auf Basis einer Vielzahl von Messungen abgeleitet, wurde durch weitere unabhängige Messungen und Beobachtungen hinsichtlich seiner Gültigkeit überprüft, wie folgende Beispiele zeigen:

Messungen des thermosphärischen Sauerstoffs O mit Hilfe des EISCAT-Instrumentes liefern verglichen mit Angaben des MSIS eine 96%ige Übereinstimmung (Schoendorf J. & Oliver W. L. [1998]).

Thermosphärische Temperaturen gemessen mit OGO-6 (Fabry-Perot-Interferometer), die nicht direkt im MSIS-Modell verwendet wurden, stehen als Vergleich zwischen modellierter und gemessener Temperatur zur Verfügung. Im Mittel liegen diese satellitengestützt gemessenen Temperaturen nur um 16 K unterhalb der mit MSIS-86 errechneten Werte, was für eine gute Übereinstimmung spricht. Die Standardabweichung beträgt allerdings 126 K. Ebenfalls gibt MSIS-86 jahrezeitliche und breitenabhängige Gradienten sehr gut wieder (Hedin A.E. & Thuillier G. [1988]).

Auch die exosphärische Extrapolation der auf Basis von MSIS gelieferten H-Dichteprofile, durchgeführt von (Bishop J. [1991]) bzw. (Bishop J. [1999]), wurde durch Satellitenmessungen bereits bestätigt. Østgaard und Mende zeigen auf Basis der IMAGE-Messungen, dass eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und extrapoliertem MSIS besteht, wobei allerdings die Modellwerte im äußeren Bereich der Exosphäre die gemessenen H-Dichten etwas überschätzen, was ebenfalls beim Hodges-Modell in diesem Bereich zu beobachten ist. Abb. 4.3.3 zeigt den Vergleich zwischen der IMAGE-Messung, dem Modell von (Bishop J. [1991]), (Hodges R.R. [1994]) und anderen.

Kapitel 5

Ableitung eines H-Dichtemodells der neutralen Exosphäre der Erde

Die TWINS-Satelliten werden integrierte Ly- α -Intensitäten entlang einer Vielzahl von Sichtlinien, welche den optisch dünnen, geokoronalen Bereich der Exosphäre in einem (geozentrischen) Abstand $r > 3.5 R_e$ durchqueren, fortlaufend messen.

Wie bereits in Kap. 3 beschrieben, gibt es einen linearen und invertierbaren Zusammenhang zwischen integrierter Ly- α -Intensität und integrierter (Neutral-) Wasserstoffsäulendichte einer Sichtlinie. Das verwendete (integrierende) Meßverfahren bildet somit dreidimensionale Informationen (Wasserstoffdichte am Punkt $n_H(r, \theta, \phi)$) in einen zweidimensionalen Bildraum (integrierte Intensität $I_{Ly}(\alpha, \delta)$) ab (tomographisches Prinzip).

Die im Umkehrschritt notwendige Wiederherstellung der dreidimensionalen Wasserstoffdichten aus den Meßdaten erfordert neben der Kenntnis der solaren Ly- α -Strahlungsdaten (zum Zeitpunkt der Messungen) auch die Verwendung eines gültigen, dreidimensionalen H-Dichtemodells der Exosphäre. Derartige, bereits existierende Modelle wurden im Kap. 4 vorgestellt. Insbesondere sind dabei solche Modelle von Interesse, die neben der radialen Abhängigkeit auch Längen- bzw. Breiteneffekte der Exosphäre berücksichtigen. Im wesentlichen basieren derartige (nichtisotrope) Modelle entweder auf einem hinsichtlich verschiedener Effekte (z.B. Planetenrotation oder anisotroper Exobasen) erweiterten Standardmodell der Exosphäre (Fahr H.J. & Paul G. [1976]), bzw. sind eine Extrapolation des empi-

rischen MSIS-Thermosphärenmodells in exosphärische Höhen (Bishop J. [1991],[1999]), oder aber sie sind auf der Basis von Monte-Carlo-Simulationen unter Anwendung der bis dato bekannten, exosphärischen Stoß- und Streuwechselwirkungen entstanden (Hodges R.R. [1994]).

Da das Monte-Carlo-Modell von R.R.Hodges (siehe auch Kap. 4.3) im wesentlichen alle zum Zeitpunkt bekannten, physikalisch relevanten Prozesse zur Ausbildung der Geokorona berücksichtigt, soll dieses Modell als Ausgangspunkt im Rahmen dieser Arbeit dienen. Allerdings kann die TWINS-Datenauswertung nicht direkt unter Anwendung des Hodges-Modells erfolgen, da dieses mit je 640 Koeffizienten (=Freiheitsgrade) pro Erdposition und je solarem $F_{10.7cm}$ -Fluß eine weitaus zu hohe Koeffizientenzahl besitzt. Damit wären die Fit's zur Rekonstruktion der 3D H-Dichten mit Hilfe üblicher Least-Square-Fit Verfahren nicht möglich.

Insofern ist die Ableitung eines einfacheren Dichtemodells (hinsichtlich Formulierung und Koeffizientenzahl) notwendig, welche auf Basis des Hodges-Modells durchgeführt werden soll. Zu diesem Zwecke müssen die quantitativen Aussagen des Hodges-Modells zunächst genauer untersucht werden.

5.1 Quantitative Analyse des Hodges H-Dichtemodells

Østgaard und Mende wählen zur Auswertung der exosphärischen Ly- α -Daten des IMAGE-Satelliten einen einfachen, kugelsymmetrischen Exponentialansatz für die Neutralwasserstoffdichte (Østgaard N. & Mende S.B. [2003]):

$$n_H(r) = n_1 \cdot e^{-\frac{r}{a_1}} + n_2 \cdot e^{-\frac{r}{a_2}} \quad (5.1)$$

und fitten die dort auftretenden Koeffizienten n_1 , n_2 , a_1 und a_2 . Dieser kugelsymmetrische Ansatz, der im wesentlichen auf einer stoßfreien Exosphäre beruht, kann jedoch, wie viele Beobachtungen zeigen, die tatsächliche Verteilung des exosphärischen, atomaren Neutralwasserstoffes nicht vollkommen beschreiben, da eine solche Kugelsymmetrie durch vielfältige Effekte gebrochen wird (siehe auch Kap. 4.2.2). Stattdessen liegen winkelabhängige Terme vor, welche den H-Dichtewert n_H zusätzlich als eine Funktion sowohl des Breiten- als auch Längswinkels erscheinen lassen.

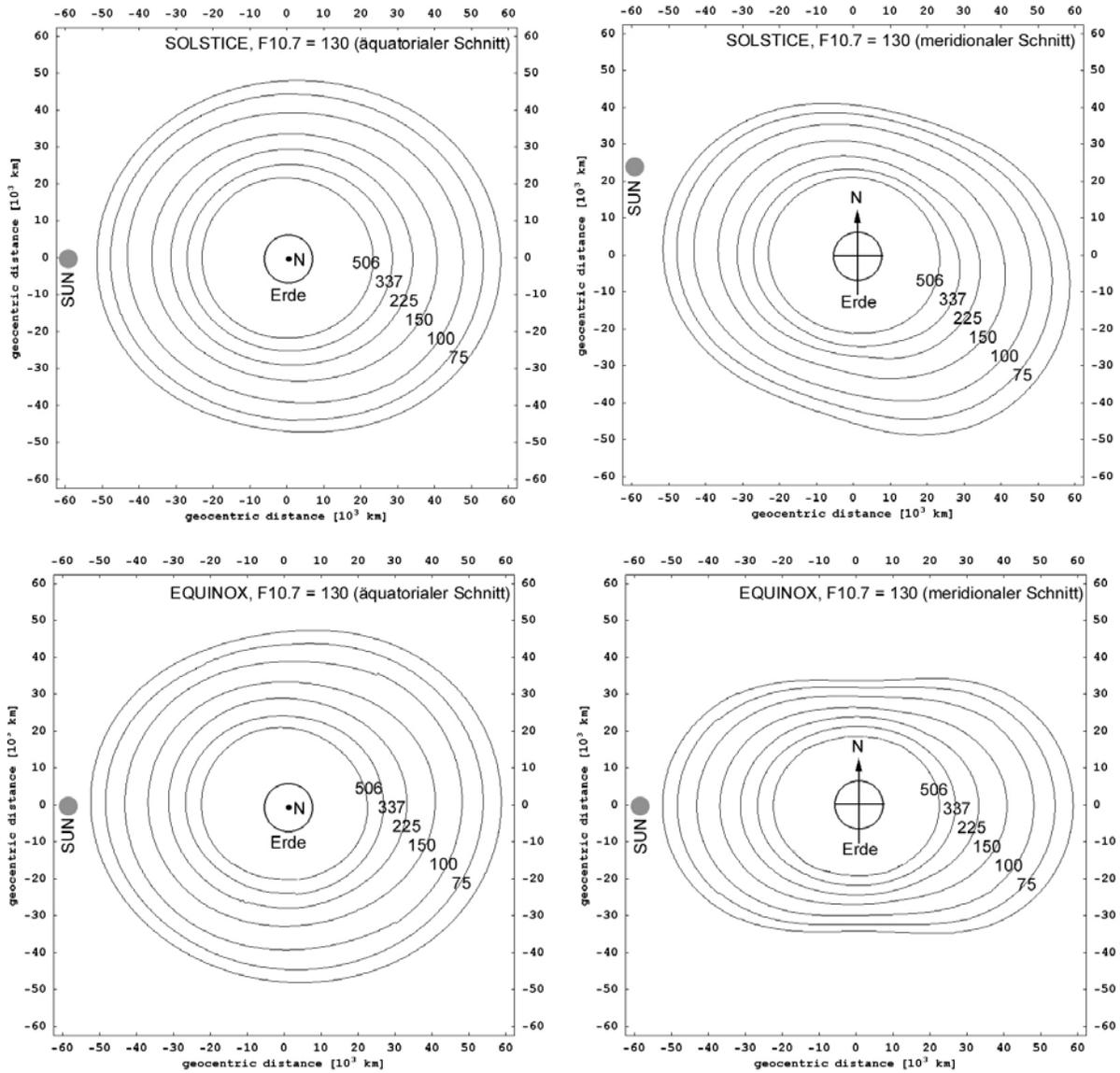


Abb. 5.1.a: Äquatoriale Schnitte durch die Dichteverteilung $n_H(r, \theta, \phi)$ [cm^{-3}] des neutralen, atomaren Wasserstoffes für Solstice- bzw. Equinox-Erdposition mit solarem $F_{10.7} = 130$ nach dem Modell von (Hodges R.R. [1994])

Abb. 5.1.b: Meridionale Schnitte (Tag-Nacht-Meridian) durch die Dichteverteilung $n_H(r, \theta, \phi)$ [cm^{-3}] des neutralen, atomaren Wasserstoffes für Solstice- bzw. Equinox-Erdposition mit solarem $F_{10.7} = 130$ nach dem Modell von (Hodges R.R. [1994])

Das Hodges-Modell seinerseits berücksichtigt winkelabhängige Dichteterme,

$$n_H(r) = N(r)\sqrt{4\pi} \sum_{l=0}^3 \sum_{m=0}^l (A_{lm}(r)\cos(m\phi) + B_{lm}(r)\sin(m\phi))Y_{lm}(\theta) \quad (5.2)$$

da die verwendeten Streu- und Stoßraten neben der Höhe auch von der Orientierung zur Sonne bzw. zu den Erdpolen abhängen.

Diese Winkelabhängigkeit der auf Basis des Hodges-Modells berechenbaren Wasserstoffdichten der neutralen Exosphäre wird auf den beiden Schnittdarstellungen (äquatorialer und polarer Schnitt) in Abb. 5.1.a/b deutlich, welche beispielhaft für einen solaren $F_{10.7cm}$ -Fluß von $130 [x10^{-22} s/m^2]$ jeweils für die Equinox- und die Solstice-Position der Erde berechnet wurden.

Die Abweichung von der Kugelsymmetrie wird besonders durch die Pol-/Äquator-Asymmetrie gebrochen, wie der meridionale Dichteschnitt in Abb. 5.1.b deutlich macht. Ebenso wie die Tag-/Nacht-Asymmetrie wächst die Pol-/Äquatorasymmetrie mit zunehmendem Abstand, so daß zur korrekten Beschreibung insbesondere der äußeren Exosphärenschichten die Winkelanteile der geokoronalen H-Dichteverteilung Berücksichtigung finden sollten.

5.1.1 Längen- und breitenabhängige Effekte im Hodges-Modell

Zur quantitativen Analyse der Pol-/Äquator-Asymmetrie bzw. der Tag-/Nachtseiten-Asymmetrie, welche das Hodges-Modell angibt, sind nachfolgend in Abb. 5.1.1.a/b gemittelt über den gesamten (im Modell verwendeten) solaren $F_{10.7cm}$ -Flußbereich von 80-230 $[x10^{-22} s/m^2]$ die Quotienten der geokoronalen H-Dichten zwischen Pol und Äquator bzw. zwischen Tag- und Nachtseite in Abhängigkeit vom geozentrischen Abstand r grafisch dargestellt (getrennt für Equinox und Solstice).

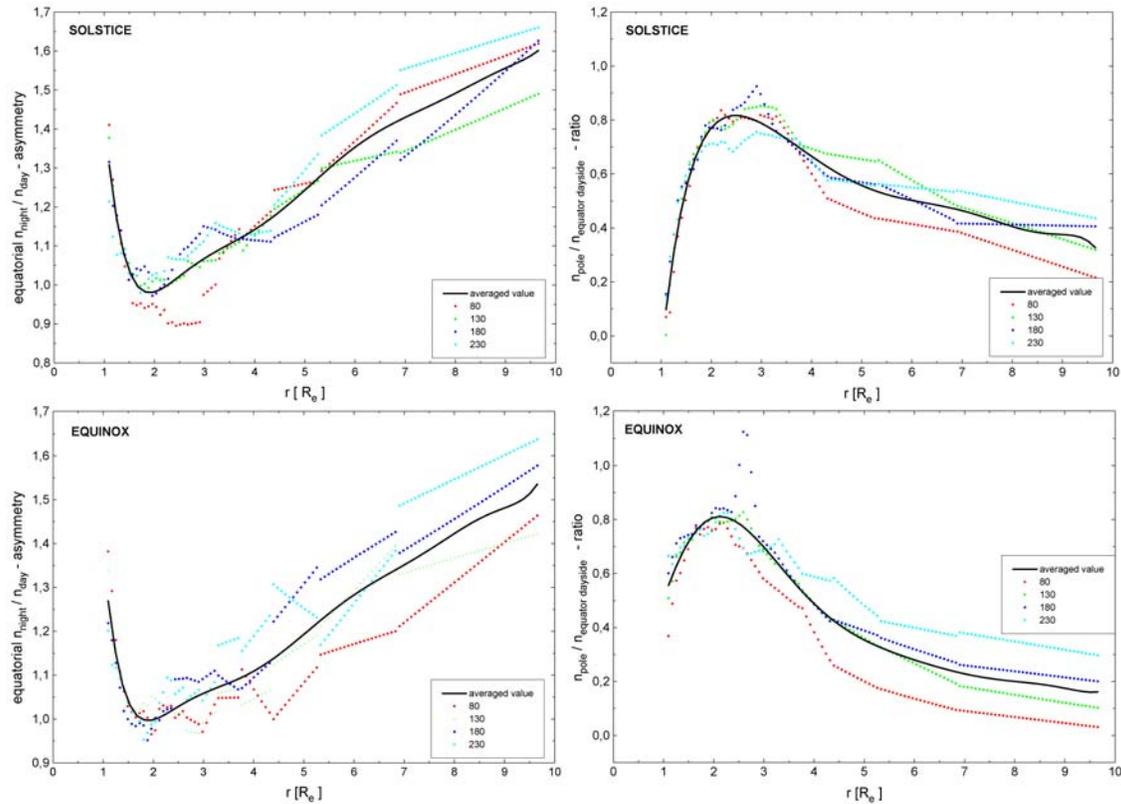


Abb. 5.1.1.a: H-Dichteverhältnisse Nacht/Tag-Seite (Äquator) in Abhängigkeit von der Höhe für Solstice/Equinox nach Modell aus (Hodges R.R. [1994]), (gemittelt über alle 10.7cm-Flüsse)

Abb. 5.1.1.b: H-Dichteverhältnisse Pol/Äquator (Tag-Seite) in Abhängigkeit von der Höhe für Solstice/Equinox nach Modell aus (Hodges R.R. [1994]), (gemittelt über alle 10.7cm-Flüsse)

Es wird deutlich, dass sich sowohl für die Tag-/Nachtseiten- als auch für die Pol-/Äquator-Asymmetrie ein ähnliches Verhalten in folgender Weise zeigt: Bis zum geozentrischen Abstand von ca. $2R_e$ nimmt die Asymmetrie mit wachsender Höhe zunächst ab (und verschwindet dabei teilweise sogar komplett). Für größer werdende Abstände ab $r > 2.5R_e$ nimmt der Grad der Asymmetrie wieder zu und zwar in ähnlicher Weise, wie dieses auch für den unteren Bereich $r < 2R_e$ galt.

Zumindest erwähnenswert ist die Tatsache, daß das Hodges-Modell in einem Abstand zwischen ca. $2 - 2.5R_e$ (bzw. $1 - 1.5R_e$ Höhe über Grund) für einen kleinen Höhenbereich eine nahezu kugelsymmetrische Dichteverteilung des exosphärischen, neutralen H-Gases liefert

und dieses relativ unabhängig vom Wert des solaren 10.7cm-Flusses gilt.

Wichtig ist die Beantwortung der Frage, welche quantitative Relevanz der winkelabhängige Teil des Hodges-Modells (repräsentiert durch die Koeffizienten $A_{lm}(r)$ und $B_{lm}(r)$) im Verhältnis zum rein abstandsabhängigen Koeffizienten $N(r)$ entlang von integrierten Sichtlinien eines simulierten TWINS-Umlaufs besitzt, was im nachfolgenden Abschnitt geklärt werden soll.

5.1.2 Quantitativer Einfluß des Winkelanteils im Hodges-Modell

Wie aus Gl. 5.2 ersichtlich ist, wird der längen- und breitenabhängige Teil $n(\phi, \theta)_{r_i}$ des Hodges-Modells einer Höhenschale mit Radius r_i durch eine sphärisch-harmonische Entwicklung 3. Grades repräsentiert. Die dort auftretenden Entwicklungskoeffizienten $A_{lm}(r_i)$ und $B_{lm}(r_i)$ sind dabei zusätzlich noch vom Radius der gewählten Höhenschale r_i abhängig. Die radialsymmetrische Basisdichte auf einer Höhenschale ist durch den vor der Entwicklungssumme stehenden Koeffizienten $N(r_i)$ gegeben.

Folgende zwei relevanten Punkte der TWINS-Ly- α -Mission lassen die Frage berechtigt erscheinen, ob und inwieweit der Winkelanteil der H-Dichteverteilung nach Hodges überhaupt eine beobachtbare Größe bei der Messung von integrierten Sichtlinien-Intensitäten darstellt:

- Der Hauptanteil ($> 80\%$) der integrierten Ly- α -Intensität einer TWINS-LAD-Sichtlinie stammt aufgrund des exponentiellen Dichteanstieges mit fallender Höhe allein aus demjenigen (relativ kurzen) Sichtliniensektor, der sich am dichtesten zur Erde befindet. Insofern wäre es denkbar, daß die Ly- α -Intensität des inneren Bereiches die schwächere der äußeren Sektoren komplett überdeckt.
- Die Asymmetrie (und damit die Bedeutung des Winkelanteils $n(\phi, \theta)_r$) sinkt deutlich mit kleinerem Erdbstand (sofern noch oberhalb von $2.5R_e$, siehe dazu auch Abb. 5.1.1.a/b), d.h. der Hauptanteil der Ly- α -Strahlung einer gemessenen Sichtlinie stammt aus einem Gebiet mit relativ symmetrischer H-Dichteverteilung, insbesondere bei Messungen, bei denen der Satellit sich nahe seiner An- bzw. Abschaltpunkte mit geozentrischem Abstand $r \approx 4.5R_e$ befindet.

Um die Frage nach der prinzipiellen Beobachtbarkeit des Winkelanteils der H-Dichteverteilung der äußeren geokoronalen Bereiche mit Hilfe der TWINS-LAD's zu beantworten, wurden auf möglichen ausgewählten TWINS-Orbits simulierte Sichtlinienmessungen auf Basis des Hodges-Modells durchgeführt, und zwar einmal unter Verwendung des kompletten Hodges-Modells $n = n(r, \phi, \theta)$ und einmal unter Vernachlässigung des winkelabhängigen Teils (d.h. $n = n(r)$). Die integrierten H-Säulendichten gleicher Sichtlinien beider Modelle, die direkt proportional zur gemessenen Ly- α -Intensität sind, wurden zueinander ins Verhältnis gesetzt, so daß der prozentuale Einfluß des winkelabhängigen Teiles des Hodges-Modells erkennbar wird.

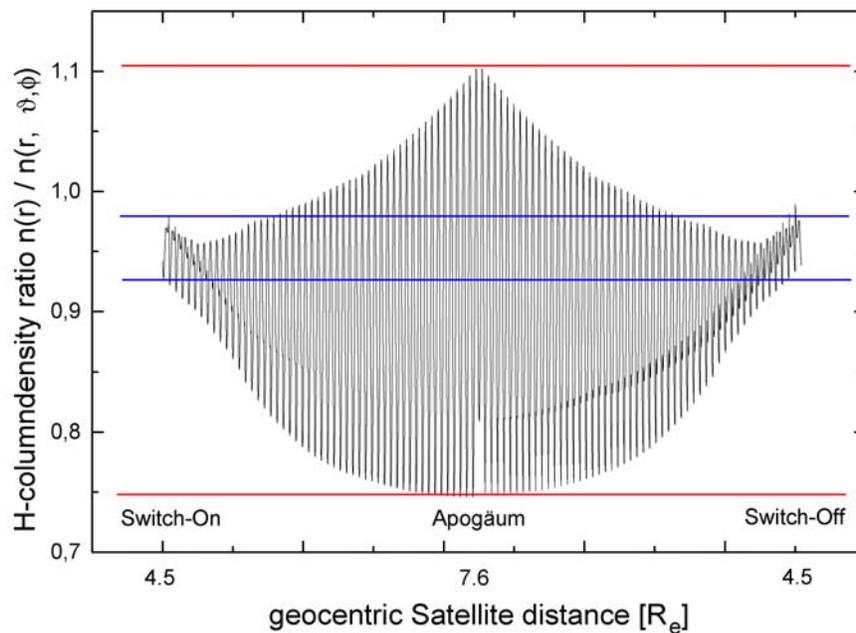


Abb. 5.1.2: H-Säulendichteverhältnis simulierter Sichtlinien auf Basis des Hodges-Modells mit und ohne Winkelanteil (Equinox, $F_{10.7cm}=130$) für einen möglichen TWINS-Orbit. Im Apogäumbereich beträgt die aufgrund des Winkelanteils resultierende Abweichung zum reinen Radialmodell $\approx 35\%$ (rote Linien), im Bereich der beiden An- bzw. Abschaltpunkte der Messungen etwa 5% (blaue Linien).

Abb. 5.1.2 zeigt das Ergebnis dieser Untersuchungen für einen Beispielorbit (Bahnparameter siehe Tabelle 2.5). Es wird deutlich, daß wie erwartet der Einfluß des Winkelanteils des Hodges-Modells für TWINS-Messungen im Apogäum der Bahn am größten ist (mit

ca. 35% Schwankungsbreite). An den An- und Abschaltpunkten der Messungen bei einem geozentrischen Satelliten-Abstand von $4.5R_e$ sorgt der winkelabhängige Teil für Schwankungen von lediglich $\approx 5\%$ (hier wird der bereits angesprochene Effekt deutlich, daß das Hodges-Modell für Höhenbereiche von $\approx 2.5R_e$ eine nahezu kugelsymmetrische H-Geokorona vorhersagt), die aber mit wachsendem Abstand in Richtung Apogäum ebenfalls rasch anwachsen.

Insofern sind längen- und breitenabhängige H-Dichteeffekte der Geokorona, wie sie durch das Hodges-Modell vorausgesagt werden, durch TWINS-Sichtlinien Messungen zumindest für geozentrische Satellitenentfernungen $> 5.5R_e$ deutlich beobachtbar, sofern sie in der realen Geokorona in adäquater Weise tatsächlich vorliegen.

5.2 Ableitung eines parametrisierten H-Dichtemodells auf Basis des Hodges-Modells

Das bereits mehrfach erwähnte und in Kap. 4.3 ausführlich dargestellte Hodges-Modell, welches ohne empirische Annahmen allein auf der Basis von Transport- und Reaktionsprozessen in Höhen oberhalb der Exobase bis $\approx 12R_e$ Gültigkeit besitzt, ist sowohl hinsichtlich der verwendeten theoretischen Grundlagen als auch in Bezug auf die Übereinstimmung der berechneten H-Dichten mit neueren Messungen des IMAGE-Satelliten (Østgaard N. & Mende S.B. [2003]) als eines der besten theoretischen H-Dichtemodelle der neutralen Exosphäre anzunehmen, die derzeit verfügbar sind.

Allerdings gibt es betreffend der Verwendbarkeit des Hodges-Modells für die TWINS-Datenanalyse gewichtige Einschränkungen: Im Hodges-Modell wird die Entwicklung der Wasserstoff-Dichte $n_H(r)$ unter Einbeziehung der abstandsabhängigen Koeffizienten $N(r)$, $A_{lm}(r)$ und $B_{lm}(r)$ in einer sphärisch-harmonischen Entwicklung angegeben. Die insgesamt 16 Koeffizienten $N(r_i)$, $A_{lm}(r_i)$ und $B_{lm}(r_i)$ pro Höhenschicht r_i sind im Zuge der Monte-Carlo-Simulation jeweils für 40 einzelne Höhenschichten zwischen $1R_e \leq r_i \leq 10R_e$ stets neu berechnet und angegeben, was im wesentlichen die große Parameterzahl verursacht.

Weiterhin kommt erschwerend hinzu, dass das Hodges-Modell nicht kontinuierlich hinsichtlich des Einflusses des solaren 10.7cm-Flusses und der jeweiligen Erdposition ist, sondern vielmehr komplette Koeffizientensätze zu 4 diskreten 10.7cm-Flüssen (80, 130, 180, 230 [$x10^{-22} s/m^2$]) bei jeweils 2 konkreten Erdpositionen (Solstice und Equinox) angibt. Die Berechnung von geokoronale H-Dichten zu beliebigen Zeitpunkten und kontinuierlichen, solaren 10.7cm-Flüssen ist daher mit dem Hodges-Modell auf direktem Wege zunächst nicht möglich.

Im Hinblick auf die Rekonstruktion der 3D-H-Geokorona aus den Ly- α -Messungen der TWINS-Mission kommt die direkte Verwendung des Hodges-Modells in seiner unmittelbaren Form aufgrund der großen Anzahl an freien Koeffizienten und der Diskontinuitäten hinsichtlich des solaren 10.7cm-Flusses und der Erdposition (=Zeitpunkt der Beobachtung) also nicht in Frage.

Als Grundlage für die notwendige tomographische Entfaltung der 2D-Ly- α -Intensitätskarten wird vielmehr ein geokoronales 3D H-Dichtemodell der neutralen Exosphäre benötigt, welches idealerweise über folgende Eigenschaften verfügt:

- Das Modell soll zuverlässige geokoronale (neutrale) H-Dichten in Abständen r (vom Erdmittelpunkt) zwischen $3R_e \leq r \leq 9R_e$ liefern können.
- Die Wertangabe des solaren 10.7cm-Flusses und dessen Auswirkungen auf die H-Dichteverteilung sollen kontinuierlich im Bereich $80 \leq F_{10.7} \leq 230$ [$x10^{-22} s/m^2$] möglich sein.
- Das Modell soll zu jedem beliebigen Meßzeitpunkt (=Position der Erde um die Sonne) verwendbar sein.
- Es sind longitudinale bzw. laterale Abhängigkeiten der H-Dichten in verschiedenen Höhen einzubeziehen.
- Eine möglichst kleine Anzahl an freien Koeffizienten (< 15) soll die Grundlage des Modells bilden, um deren Rekonstruktion durch eine Least-Square-Fit-Routine zu ermöglichen. Eine kleine Koeffizientenzahl im Modell verringert die Anzahl der möglichen Freiheitsgrades des Fit's und erhöht dadurch dessen Qualität bzw. ermöglicht erst vertrauenswürdige Fitergebnisse.

Daher wurde in dieser Arbeit der Ansatz verfolgt, statt einer direkten Verwendung des Hodges-Modells vielmehr dieses lediglich als initiales Dichtemodell zu benutzen, um daraus ein hinsichtlich seiner Parameterzahl deutlich reduziertes parametrisiertes, exosphärisches Modell (im nachfolgenden P.E.M.) der Dichte des neutralen Wasserstoffs der Geokorona abzuleiten.

Dabei lassen sich die Kernaufgaben zur Ableitung des P.E.M. auf Basis des Hodges-Modells wie folgt zusammenfassen:

- die Reduktion der enormen Anzahl an freien Parametern im Hodges-Modell, in welchem allein für je eine spezielle orbitale Erdposition (Equinox bzw. Solstice) und einen speziellen, solaren 10.7cm-Fluß zusammen 640 verschiedene Koeffizienten angegeben sind.
- die Bestimmung eines einzigen Satzes an Funktionen und damit eines Satzes an Koeffizienten, welcher sowohl für jede orbitale Erdposition als auch für den Bereich des solaren 10.7cm-Flusses zwischen $80 \leq F_{10.7} \leq 230 [x10^{-22} s/m^2]$ gilt. Die konkreten Werte der P.E.M.-Koeffizienten sind weiterhin vom solaren 10.7cm-Fluß bzw. der Erdposition abhängig.

Dies ist erreichbar, indem die r -Abhängigkeit der lm -Koeffizienten des Hodges-Modells durch Funktionen $f_{lm}(r)$ angefitet wird. Um eine einfache und eindeutige Umkehrbarkeit zu erreichen, sollen diese Funktionen $f_{lm}(r)$ linear gewählt werden der Form $f_{lm}(r) = a_{lm} + b_{lm} \cdot r$. Eine Ausnahme bildet die Fitfunktion des Basisdichte-Koeffizienten $N(r)$, für die ein Potenzansatz der Form $f(r) = a \cdot r^b$ gewählt wird.

Hierdurch kann beispielsweise für den Hodges Koeffizient $A_{11}(r_i)$, der im relevanten Höhenbereich in ca. 7 Einzelwerten (r_{1-7}) im Hodges-Modell vorliegt, eine Ersetzung durch 2 P.E.M.-Koeffizienten vorgenommen werden. Bedingung ist allerdings, daß ein solcher Satz von Fit-Funktionen $f_{lm}(r)$, der für alle solaren 10.7cm-Flüsse und jede Erdposition die jeweils zugeordneten Hodges-Koeffizienten gut fittet, überhaupt existiert. Dieses soll im folgenden Abschnitt verifiziert werden.

5.2.1 Herleitung der P.E.M.-Parameter aus den Koeffizienten des Hodges-Modells

Zur Herleitung eines einfachen (größtenteils linearen) Funktionensatzes $f_{lm}(r)$ zur Beschreibung der Hodges-Koeffizienten sowohl über alle Höhengschichten r_i als auch für den kontinuierlichen $F_{10,7cm}$ -Bereich zwischen 80 und 230 [$\times 10^{-22} \text{ s/m}^2$] muß zunächst geprüft werden, ob ein solcher einheitlicher Satz an Funktionen überhaupt mit guter Genauigkeit existiert.

Umfangreiche Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit zeigten, dass bereits eine quantitativ brauchbare Näherung des Hodges-Modells mit folgendem Funktionensatz erreicht werden kann:

- radialsymmetrische Basisdichte $N(r_i)$ (Hodges-Modell) unter Anwendung eines Potenzansatzes: $N(r) = a \cdot r^b$
- $A_{lm}(r_i)$ (Hodges-Modell) unter Anwendung eines linearen Ansatzes:
 $A_{lm}(r) = a_{lm} + b_{lm} \cdot r$
- $B_{lm}(r_i)$ (Hodges-Modell) sollen aufgrund ihres quantitativen Einflusses für große Höhen auch im Solstice-Fall vernachlässigt werden: $B_{lm}(r) = 0$
(für Equinox-Positionen gilt ebenfalls im Hodges-Modell für alle $B_{lm}(r_i) = 0$)
- Zusätzlich ist die Winkelabhängigkeit des Hodges-Modells quantitativ bereits gut beschrieben, wenn die Ordnung der sphärisch-harmonischen Entwicklung in Gl. 5.2 von $l=3$ auf $l=2$ reduziert wird.

Durch Anwendung dieses Funktionensatzes ist erreicht, daß jetzt lediglich 12 P.E.M.-Koeffizienten zur Beschreibung der geokoronalen (neutralen) H-Dichte erforderlich sind. Diese neuen Koeffizienten besitzen zwar für jede Erdposition und jeden solaren $F_{10,7cm}$ -Fluß einen individuell anderen Wert, der obige Funktionensatz bleibt aber unverändert gültig.

Die gewählte lineare Form der Funktionen $f_{lm}(r)$ des P.E.M.-Winkelanteils beinhaltet zwar auf der einen Seite kleinere Zugeständnisse an die Güte der quantitativen Übereinstimmung

zwischen P.E.M.- und Hodges-Dichte, sie erlaubt aber auf der anderen Seite eine einfachere und eindeutige Umkehrung der 2D-Bildmeßdaten des Satelliten zur Rekonstruktion der geokoronalen 3D H-Dichte (Entfaltung).

Am Beispiel der Hodges-Koeffizienten $N(r)$, $A_{11}(r)$, $A_{20}(r)$ und $A_{22}(r)$ soll dieses Vorgehen stellvertretend für alle anderen demonstriert werden. Wie sich aus der nachfolgenden Abb. 5.2.1.a/b erkennen läßt, ist der Potenzansatz $N(r) = a \cdot r^b$ sehr gut in der Lage, den Höhenverlauf des Hodges-Koeffizienten $N(r_i)$ für alle $F_{10,7cm}$ -Flüsse und beide Erdpositionen Solstice und Equinox zu fitten.

Ähnliches gilt auch für den Fit des Höhenverlaufes der Hodges-Koeffizienten $A_{11}(r)$, $A_{20}(r)$ und $A_{22}(r)$ unter Anwendung von Linearfunktionen $f_{lm}(r) = a_{lm} + b_{lm} \cdot r$ für alle $F_{10,7cm}$ -Flüsse und beide Erdpositionen Solstice und Equinox.

Hier ist die Übereinstimmung zwischen P.E.M.-Fit und Hodges ebenfalls gut, allerdings schlechter als im Vergleich zum $N(r_i)$ -Potenzansatz. Eine Ursache dafür ist vor allem die teilweise nicht ausreichende Statistik der zugrundeliegenden Monte-Carlo-Simulation des Hodges-Modells. Diese Statistik wird für größere Höhen schnell erheblich schlechter, da nicht mehr genug Teilchen zur Bevölkerung der äußeren Bereiche in der Monte-Carlo-Simulation vorhanden waren. In erster Linie wirkt sich dies negativ auf die winkelabhängigen Strukturterme des Hodges-Modells aus, weniger auf den Wert der Basisdichte pro Höhenschicht.

Dennoch wird in Abb. 5.2.1.a/b deutlich, dass sich ein linearer Verlauf der Höhenabhängigkeit der $A_{lm}(r_i)$ -Hodges-Koeffizienten für geozentrische Erdabstände $3R_e < r < 9R_e$ als sehr guter Kompromiss zwischen

- den bereits im Hodges-Modell vorhandenen statistischen Schwankungen der Koeffizienten $A_{lm}(r)$ und $B_{lm}(r)$ für große Höhen (insbesondere im für TWINS interessanten exosphärischen Bereich zwischen $3R_e < r < 9R_e$) aufgrund der begrenzten Teilchenzahlstatistik im Monte-Carlo-Modell,
- der Forderung nach der einheitlichen Verwendbarkeit des funktionalen Ansatzes für alle solaren $F_{10,7cm}$ -Flüsse im Bereich $80-230 [x10^{-22} s/m^2]$ bzw. Erdpositionen (=Meßzeitpunkte) und

- dem Bestreben nach einer zuverlässigen und eindeutigen algebraischen Invertierbarkeit des P.E.M.-Dichtemodells zur Entfaltung der geokoronalen 3D H-Dichten aus den 2D-Bilddaten

darstellt.

Die aufgrund der Wahl einfacher, linearer Funktionen ebenfalls niedrig gehaltene Koeffizientenanzahl (=12) im P.E.M. wirkt sich bei der späteren Datenanalyse (siehe dazu Kap. 6) zusätzlich sehr positiv aus.

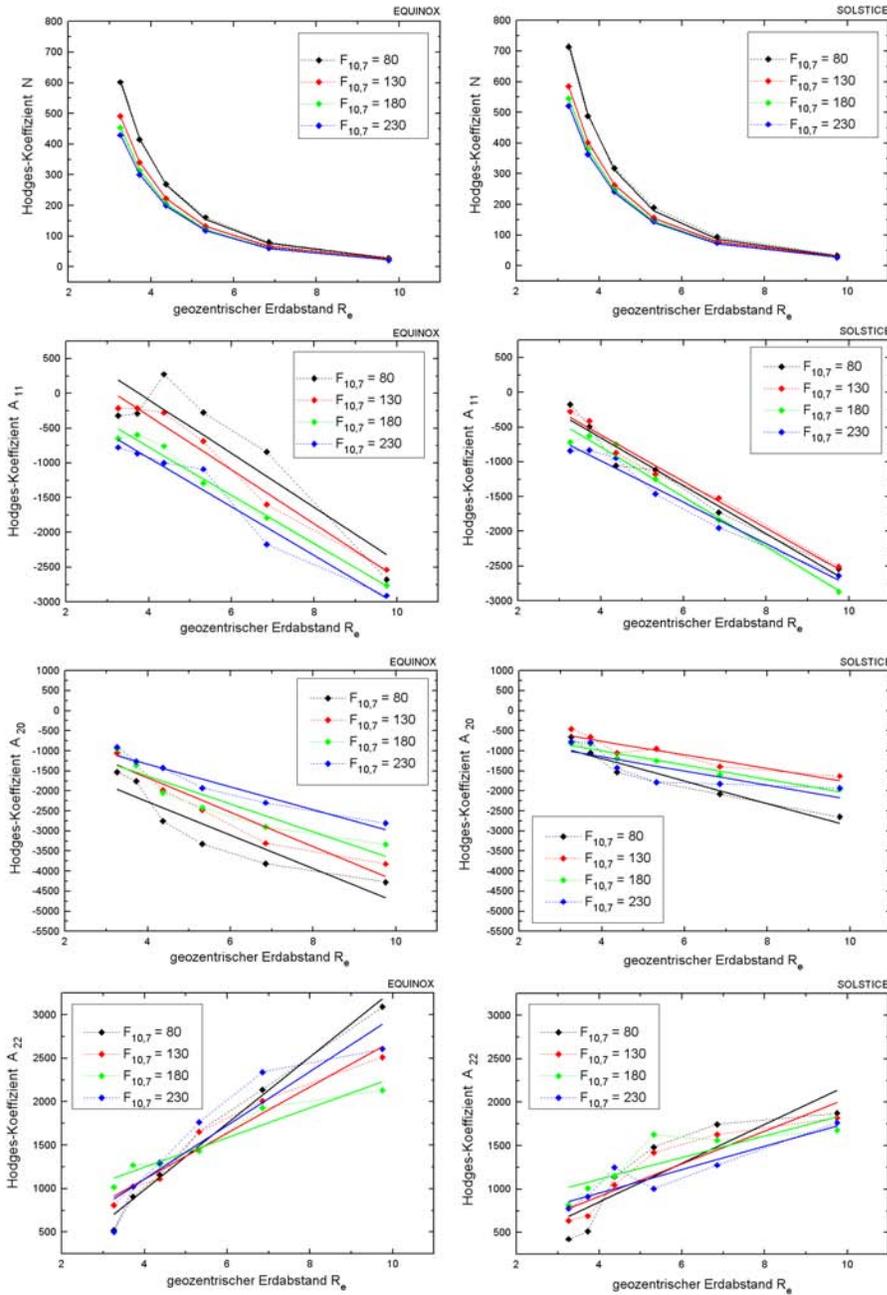


Abb. 5.2.1.a: Hodges- und P.E.M.-Koeffizienten im Vergleich für Equinox: $N(r)$, $A_{11}(r)$, $A_{20}(r)$ und $A_{22}(r)$ gefittet durch P.E.M.-Funktionen (für 4 verschiedene solare $F_{10,7cm}$ -Flüsse)

Abb. 5.2.1.b: Hodges- und P.E.M.-Koeffizienten im Vergleich für Solstice: $N(r)$, $A_{11}(r)$, $A_{20}(r)$ und $A_{22}(r)$ gefittet durch P.E.M.-Funktionen (für 4 verschiedene solare $F_{10,7cm}$ -Flüsse)

5.2.2 Quantitativer Modellvergleich P.E.M. und Hodges-Model

Eine wichtiger Maßstab für die Qualität des abgeleiteten Dichtemodells P.E.M. ist der Grad der Übereinstimmung aller durch das P.E.M. gelieferten Ergebnisse mit Dichtewerten des Hodges-Modells. Läßt sich eine hinreichend genaue qualitative und quantitative Übereinstimmung zeigen, besteht die begründete Annahme, daß das P.E.M. als Grundlage zur Rekonstruktion der Geokorona aus den TWINS Lyman- α -Messungen verwendet werden kann, sofern das Hodges-Modell selbst die Wirklichkeit zutreffend beschreibt.

Da das Hodges-Modell hinsichtlich des solaren $F_{10,7cm}$ -Flusses bzw. der Erdposition "diskontinuierlich" ist, kann der Vergleich zwischen beiden Modellen nur zu den solaren Bedingungen (bzw. Meßzeitpunkten) erfolgen, die das Hodges-Modell bereitstellt.

Im ersten Schritt wurde zur vergleichenden Untersuchung beider Modelle auf der Basis von Least-Square Fits (LSF) zunächst der optimale Satz von P.E.M.-Koeffizienten ermittelt, der jeweils die Eigenschaft besitzt, dass die Abweichung Q zwischen der P.E.M. H-Geokorona und der Hodges H-Geokorona minimal wird:

$$Q = \left(\sum_{r_i} \sum_{\theta_j} \sum_{\varphi_k} n_{Hodges}(r_i, \theta_j, \varphi_k) - n_{P.E.M.}(r_i, \theta_j, \varphi_k) \right)^2 \quad (5.3)$$

Zu erwähnen ist, daß hierfür H-Dichten (nicht Sichtlinien) der beiden Modelle P.E.M. und Hodges gegeneinander gefittet wurden. So wurde zunächst auf Basis des Hodges-Modells ein H-Dichtegitter $n_{Hodges}(r_i, \theta_j, \varphi_k)$ für die TWINS-relevanten Höhenschichten mit $r_i > 3,5R_e$ und die Winkel θ_j, φ_k jeweils in 10° -Schritten errechnet. Auf der anderen Seite war auf Basis der linearen Fit's der Hodges-Koeffizienten $A_{lm}(r)$ und $B_{lm}(r)$ sowie dem Potenzansatz von $N(r)$ nach Abb. 5.2.1.a/b ein initialer Koeffizientensatz des P.E.M.-Modell als LSF-Startpunkt bereits gefunden. Dieser initiale P.E.M.-Koeffizientensatz wurde durch LSF-Prozessierung gegen das H-Dichtegitter $n_{Hodges}(r_i, \theta_j, \varphi_k)$ nach Gl. 5.3 hinsichtlich der Abweichung von der H-Dichte des Hodges-Modells optimiert.

Die beschriebene Prozedur muß für alle 4 solaren $F_{10,7cm}$ -Flüsse sowie zu den Erdpositionen Solstice bzw. Equinox einzeln durchgeführt werden, so daß sich insgesamt 8 optimierte P.E.M.-Koeffizientensätze ergeben.

Um den Grad der Übereinstimmung bzw. noch bestehende Abweichungen zwischen P.E.M.- und Hodges-Modell zu quantifizieren, sind verschiedene Merkmale untersucht worden:

- Vergleich der Tag-/Nacht- bzw. der Pol-/Äquator-H-Dichte-Asymmetrien beider Modelle (siehe Abb. 5.2.2 – 1a/b)

Diskussion: Die H-Dichte Asymmetrien des Hodges-Modells (bezüglich Tag- und Nachtseite bzw. zwischen Pol- und Erdäquator) konnten mit Hilfe des linearen P.E.M.-Funktionssatzes zur Beschreibung der Winkelterm-Koeffizienten des Hodges-Modells $A_{lm}(r)$ und $B_{lm}(r)$ relativ gut abgebildet werden. Hinsichtlich der Tag-/Nacht-Asymmetrie im Equinox-Falle ist das P.E.M. noch ein wenig zu symmetrisch im Vergleich zu Hodges. Insgesamt läßt sich jedoch hieraus ableiten, dass die Winkelabhängigkeit des Hodges-Modells durch P.E.M. gut approximiert werden kann.

- direkter H-Dichte-Vergleich zwischen P.E.M. und Hodges-Modell auf 3 unterschiedlichen Höhenschichten (siehe Abb. 5.2.2 – 2a/b)

Diskussion: Es wird deutlich, dass die räumlichen geokoronalen H-Dichtestrukturen der 3 gewählten Höhenschichten beider Dichtemodelle in Abhängigkeit von Länge und Breite ebenfalls gut miteinander korrelieren. Insbesondere im Solstice-Falle (rechte Abbildungsseite) wird die Verschiebung der Maxima von 0° (Equinox) zum Lotpunkt der Solstice-Sonneneinstrahlung (Sommer) bei $\approx 23^\circ$ klar erkennbar. Damit ist gezeigt, dass die Verwendung eines einzigen Funktionensatzes im P.E.M. zur Beschreibung beider Erdpositionen möglich ist.

- direkter H-Dichte-Vergleich zwischen P.E.M. und Hodges-Modell mittels äquatorialem und meridionalen Konturplot (siehe Abb. 5.2.2 – 3a/b)

Diskussion: In Analogie zu Abb. 5.2.2 – 2a/b zeigt die Überlagerung der H-Dichtekonturen der Schnittdarstellungen (äquatorial /meridional) beider Modelle die gute qualitative und auch (räumlich gesehen) quantitative Übereinstimmung.

Besonders der meridionale Schnitt zeigt, daß das P.E.M. sowohl die Ausrichtung der H-Geokorona zur Sonne im Solstice-Falle, als auch den Effekt stark verringerter H-Dichten oberhalb der Erdpole besonders im Equinox-Falle gut approximiert.

- prozentualer H-Dichte-Vergleich zwischen P.E.M. und Hodges-Modell mittels äquatorialem und meridionalem Falschfarben-Plot (siehe Abb. 5.2.2 – 4a/b)

Diskussion: Es wird die prozentuale Abweichung (Ratio) beider Modelle $n_{PEM}(\vec{r})/n_{Hodges}(\vec{r})$ zum gleichen Ort \vec{r} in Falschfarben dargestellt. Zusätzlich sind die Dichtekonturen des Hodges-Modells zur besseren Anschauung überlagert. Grün entspricht einem Ratiowert von 1, was unmittelbare Übereinstimmung bedeutet. Im Mittel liegt die Abweichung bei akzeptablen ca. 3%. Im Polbereich der meridionalen Schnitte zeigen leicht bläuliche Bereiche, dass das P.E.M. für sehr kleine Dichten im Außenbereich schneller abfällt, als das Hodges-Modell, was eine Folge des linearen Ansatzes zum Fit der Hodges-Koeffizienten $A_{lm}(r)$ und $B_{lm}(r)$ ist. Die ebenfalls außerhalb gelegenen, leicht gelb/rötlichen Bereiche stellen Unterschiede aufgrund der Reduktion der Entwicklungsordnung von Gl. 5.2 auf $l = 2$ dar.

Insgesamt zeigen die Falschfarbenbilder in Abb. 5.2.2 – 4a/b, dass die Abweichungen zwischen den Dichtewerten beider Modelle im Verhältnis zu den durchgeführten Vereinfachungen im P.E.M. (=einheitlicher Linearansatz mit nur 12 Parametern, sphärisch-harmonisch entwickelt bis $l = 2$ etc.) akzeptabel gering sind.

- Histogramm des mittleren prozentualen Dichtefehlers P.E.M. im Vergleich zu Hodges pro Dichteintervall (siehe Abb. 5.2.2 – 5)

Diskussion: Der mittlere prozentuale Fehler hängt nur schwach von der Größe der zugrundegelegten Dichte ab. Abgesehen von einem leichten Trend von kleineren relativen Fehlern bei größeren Dichtewerten ist keine starke systematische Abhängigkeit des relativen Fehlers von der Größe der H-Dichte zu erkennen. Dies weist auch darauf hin, dass der verwendete Least-Square-Fit Algorithmus keine unerwünschten Selektionseffekte hinsichtlich der zu fittenden Dichte besitzt. Dadurch werden beispielsweise höhere Dichten aufgrund ihrer größeren Relevanz für das gesuchte Minimum von Q (siehe Gl. 5.3) im Mittel nicht genauer gefittet

werden, als kleinere Dichten und umgekehrt.

Die aufgezeigten Ergebnisse für Equinox bzw. Solstice beziehen sich exemplarisch auf den solaren $F_{10,7cm}$ -Fluß von $130 [x10^{-22} s/m^2]$, welcher in etwa mittleren solaren Strahlungsbedingungen entspricht.

Für die weiteren solaren $F_{10,7cm}$ -Flüsse 80, 180 und $230 [x10^{-22} s/m^2]$ des Hodges-Modells, die ebenfalls untersucht wurden, konnten mit Hilfe der beschriebenen Methode vergleichbare Resultate ermittelt werden.

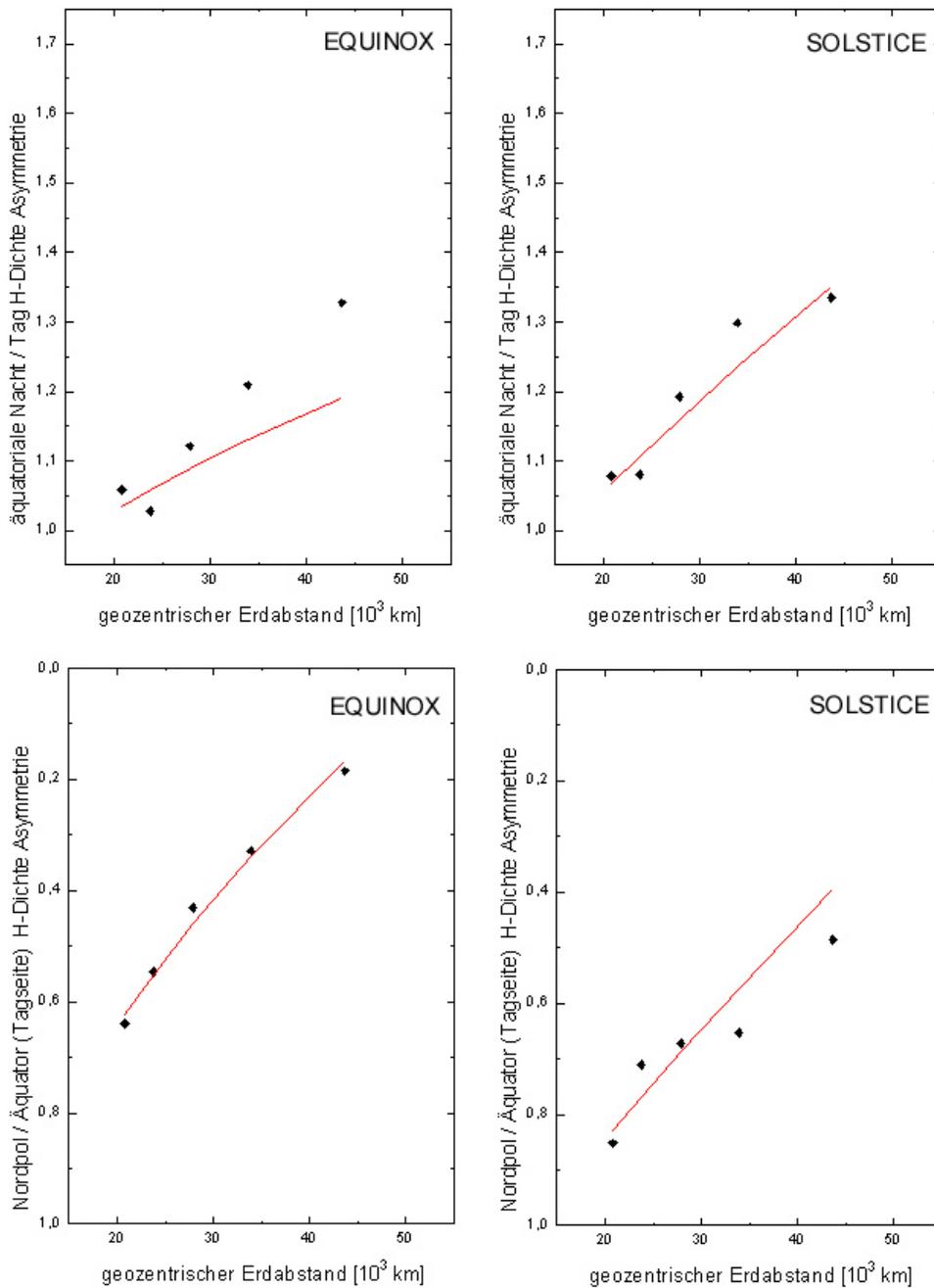


Abb. 5.2.2 – 1a: Hodges und P.E.M. im Vergleich: äquatoriale Nacht/Tag H-Dichte-Asymmetrie bzw. Nordpol/Tag (Äquator) H-Dichte-Asymmetrie für Equinox-Erdposition nach Hodges-Modell (schwarz) und P.E.M.-Modell (rot) (solarer $F_{10.7} = 130$)

Abb. 5.2.2 – 1b: Hodges und P.E.M. im Vergleich: äquatoriale Nacht/Tag H-Dichte-Asymmetrie bzw. Nordpol/Tag (Äquator) H-Dichte-Asymmetrie für Solstice-Erdposition nach Hodges-Modell (schwarz) und P.E.M.-Modell (rot) (solarer $F_{10.7} = 130$)

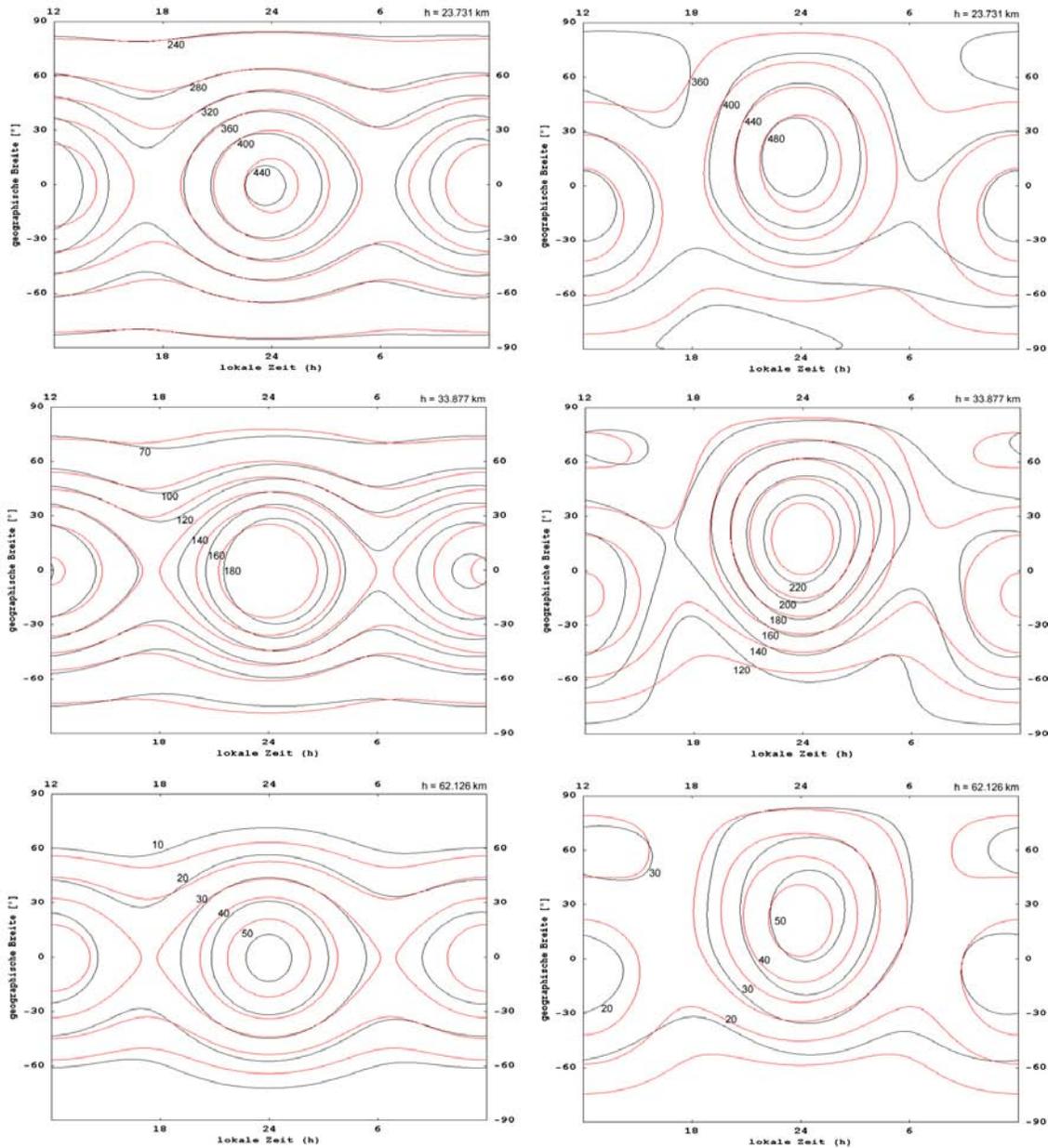


Abb. 5.2.2 – 2a: EQUINOX-Dichtevergleich $n_H(\theta, \phi)$ [cm^{-3}] des neutralen, atomaren Wasserstoffes auf 3 Höhenschichten, schwarz = Modell von [Hodges, 1994], rot = P.E.M. (solarer $F_{10.7} = 130$)

Abb. 5.2.2 – 2b: SOLSTICE-Dichtevergleich $n_H(\theta, \phi)$ [cm^{-3}] des neutralen, atomaren Wasserstoffes auf 3 Höhenschichten, schwarz = Modell von [Hodges, 1994], rot = P.E.M. (solarer $F_{10.7} = 130$)

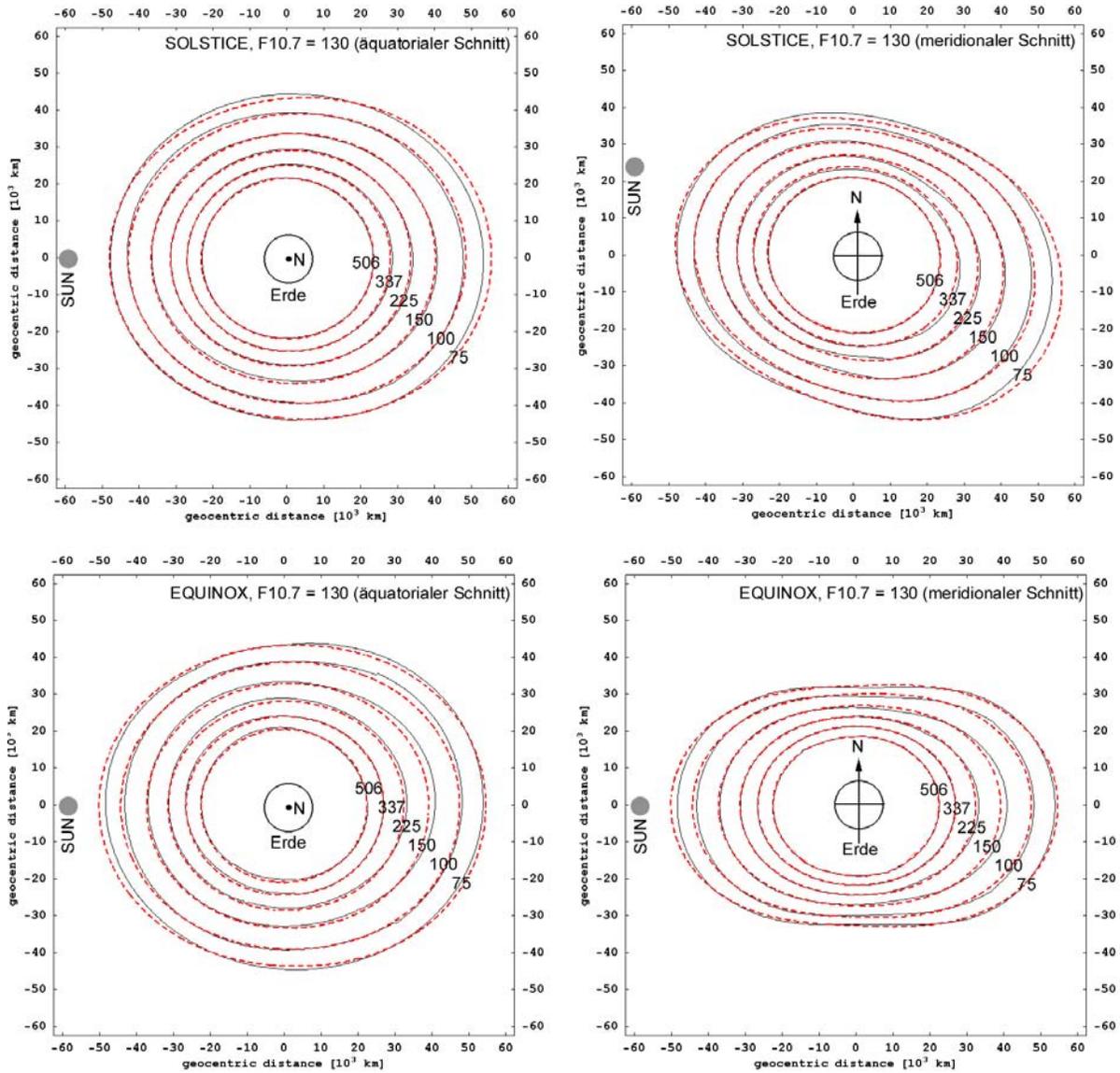


Abb. 5.2.2 – 3a: Hodges und P.E.M. im Vergleich: Äquatoriale Schnitte durch die Dichteverteilung $n_H(r, \theta, \phi)$ [cm^{-3}] des neutralen, atomaren Wasserstoffes für Solstice- bzw. Equinox-Erdposition nach Hodges-Modell (schwarz) und P.E.M.-Modell (rot) (solarer $F_{10.7} = 130$)

Abb. 5.2.2 – 3b: Hodges und P.E.M. im Vergleich: Meridionale Schnitte durch die Dichteverteilung $n_H(r, \theta, \phi)$ [cm^{-3}] des neutralen, atomaren Wasserstoffes für Solstice- bzw. Equinox-Erdposition nach Hodges-Modell (schwarz) und P.E.M.-Modell (rot) (solarer $F_{10.7} = 130$)

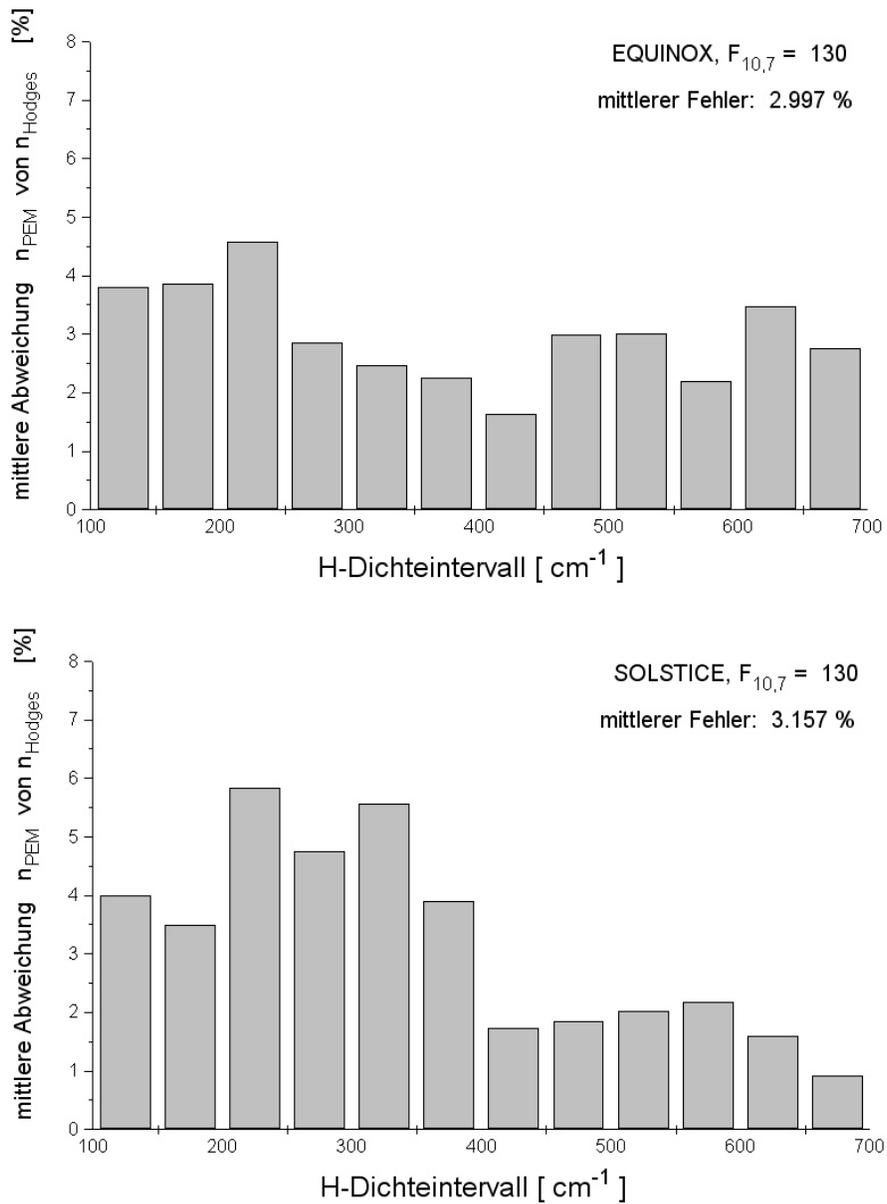


Abb. 5.2.2 – 5: Mittlere prozentuale Abweichung zwischen H-Dichte P.E.M. und Hodges-Modell pro Dichteintervall. Abgesehen von einem leichten Trend eines abnehmenden relativen Fehlers hin zu höheren Dichten ist keine (starke) systematische Abhängigkeit des relativen Fehlers beider H-Dichtemodelle von der Größe des H-Dichtewertes erkennbar. Dies bedeutet auch, dass der verwendete Least-Square-Fit Algorithmus im wesentlichen unterschiedliche Dichten mit ähnlicher Genauigkeit fitten kann. Ein deutlicher Anstieg der Ungenauigkeiten bei kleineren H-Dichten ergibt sich nicht.

5.2.3 Zusammenfassung des H-Dichtemodells der neutralen Exosphäre P.E.M.

Nachfolgend sollen noch einmal alle wichtigen Eigenschaften des abgeleiteten H-Dichtemodells der neutralen Exosphäre P.E.M. tabellarisch zusammengestellt werden:

Eigenschaft	Beschreibung
Gegenstand	beschreibt die 3D (Neutralgas-) H-Dichteverteilung $n_H(\vec{r})$ der Geokorona
Ableitung	abgeleitet auf Basis des H-Dichtemodells nach (Hodges R.R. [1994])
Koeffizientenzahl	12
Gültigkeitsbereich	$3R_e \leq r \leq 9.5R_e$ (geozentrisch) $-90^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ $0^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$
solarer $F_{10,7cm}$ -Fluß	$80-230 [x10^{-22} s/m^2]$
max. harmonische Entwicklungsordnung	$l = 2$
formale Darstellung (unabhängig vom solaren $F_{10,7cm}$ -Fluß bzw. dem Meßzeitpunkt)	$n_H(r, \theta, \varphi) = a \cdot r^b \sum_{l=0}^2 \sum_{m=0}^l (a_{lm} + b_{lm} \cdot r) \cos(m\varphi) Y_{lm}(\theta)$
Basisdichte pro Höhenschicht	$N(r) = a \cdot r^b$
winkelabhängige Hodges-Koeffizienten $A_{lm}(r)$	linearer Ansatz $A_{lm}(r) = a_{lm} + b_{lm} \cdot r$ Ausnahme: $A_{00} = 1$
winkelabhängige Hodges-Koeffizienten $B_{lm}(r)$	$B_{lm}(r) = 0$
H-Dichte-Abweichung vom Hodges-Modell	$\approx 3\%$
Tag-/Nachtasymmetrie	Ja
Pol-/Äquatorasymmetrie	Ja
Ausrichtung Geokorona zur Richtung der Sonneneinstrahlung (z.B. Solstice)	Ja
polare H-Dichtesenken	Ja

Tabelle 5.2.3: Eigenschaften des abgeleiteten, geokoronalen H-Dichtemodells P.E.M.

5.2.4 Abhängigkeit der P.E.M.-Koeffizienten vom solaren $F_{10,7cm}$ -Fluß

Die Tatsache, daß das P.E.M. hinsichtlich des solaren $F_{10,7cm}$ -Flusses kontinuierliche H-Dichtewerte im Bereich von 80-230 [$\times 10^{-22} s/m^2$] produzieren kann, legt die Frage nahe, in welcher Form die Koeffizienten des P.E.M. bereits systematische Abhängigkeiten von dieser wichtigen, solaren Einstrahlungsgröße aufzeigen.

Der Nachweis und das Verständnis einer solchen Modell-Abhängigkeit vom solaren $F_{10,7cm}$ -Fluß durch reale Messungen während eines möglichst kompletten solaren Zyklus, ist eine der Motivationen des Ly- α -Exosphärenexperimentes der TWINS-Satelliten.

Besonders deutlich ist bereits, wie zu erwarten, eine $F_{10,7cm}$ -Abhängigkeit der P.E.M.-Koeffizienten a und b , die gemeinsam den Hodges-Koeffizienten $N(r) = a \cdot r^b$ bilden, zu erkennen. Übereinstimmend mit der Theorie zeigt sich, daß der exponentielle Abfall b der Basisdichte $N(r)$ pro Höhenschicht mit wachsendem solaren $F_{10,7cm}$ -Fluß weniger steil erfolgt. Dies bedeutet, daß der geokoronale H-Basisdichtewert $N(r)$ mit wachsendem $F_{10,7cm}$ -Fluß generell ansteigen sollten (siehe Abb. 5.2.4), da der b -Anstieg im Exponenten den gleichzeitigen a -Abfall überwiegt.

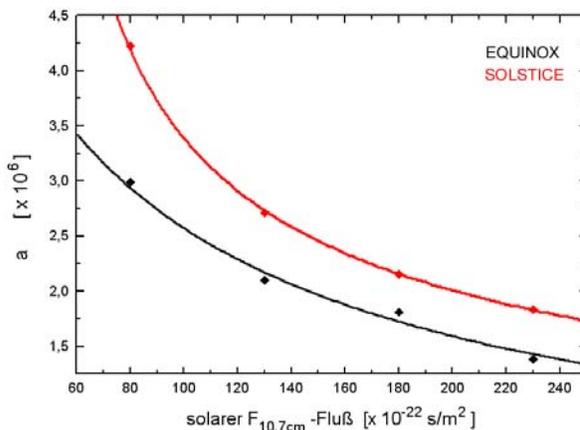


Abb. 5.2.4.a: P.E.M.-Koeffizient a aus $N(r) = a \cdot r^b$ in Abhängigkeit vom solaren $F_{10,7cm}$ -Fluß (Equinox = schwarz, Solstice = rot)

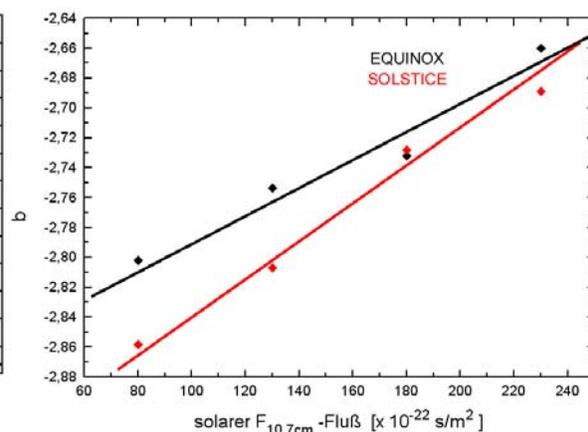


Abb. 5.2.4.b: P.E.M.-Koeffizient b aus $N(r) = a \cdot r^b$ in Abhängigkeit vom solaren $F_{10,7cm}$ -Fluß (Equinox = schwarz, Solstice = rot)

Konkret konnten die folgenden funktionalen Zusammenhänge gefunden werden:

$$a = 1.089 \cdot 10^8 \cdot (F_{10,7cm} + 17.57)^{-0.7855} \quad (\text{Equinox}) \quad (5.4)$$

$$a = 1.328 \cdot 10^8 \cdot (F_{10,7cm} + 0.0)^{-0.7919} \quad (\text{Solstice}) \quad (5.5)$$

$$b = -2.8357 + 8.953 \cdot 10^{-4} \cdot F_{10,7cm} \quad (\text{Equinox}) \quad (5.6)$$

$$b = -2.9527 + 1.174 \cdot 10^{-3} \cdot F_{10,7cm} \quad (\text{Solstice}) \quad (5.7)$$

Die an das Hodges-Modell gefitteten P.E.M.-Winkelterme a_{lm} und b_{lm} lassen zunächst keine eindeutigen Abhängigkeiten vom $F_{10,7cm}$ -Fluß erkennen. Dieses wird anhand realer Ly- α -Daten der TWINS-Messungen zu verifizieren sein.

Möglicherweise empfiehlt sich an dieser Stelle statt einer direkten Betrachtung der P.E.M.-Winkelterme a_{lm} und b_{lm} , die jeweils nur die Amplitude der harmonischen $\cos(m\varphi)$ -Funktion darstellen, vielmehr die Bildung neuer Koeffizienten $\chi(a_{lm}, b_{lm})$, welche über "reale" formbezogene Eigenschaften der Geokorona (wie z.B. Tag-/Nacht- bzw. Pol-/Äquatorasymmetrien, geokoronalen Exzentrizitäten in alle drei Raumrichtungen, Ausrichtungswinkel der Geokorona zur Einstrahlungsrichtung der Sonne) Auskunft geben.

Anhand dieser neuen Koeffizienten $\chi(a_{lm}, b_{lm})$ sind dann vielfältige Untersuchungen über eine $F_{10,7cm}$ -Abhängigkeit unter Verwendung der TWINS-Messungen einfacher denkbar.

Kapitel 6

3D-Rekonstruktion der H-Geokorona auf Basis simulierter Ly- α -Meßdaten

6.1 Darstellung der Rekonstruktionsprozesse

Eine wichtige Zielsetzung dieser Arbeit ist es u.a., einen methodisch korrekten Prozeßablauf zu entwickeln und diesen in Form einer Software zu realisieren, welcher eine möglichst realitätsnahe Rekonstruktion der zum Zeitpunkt der Messungen vorherrschenden 3D-Dichteverteilung des neutralen, geokoronalen Wasserstoffes $n_H(\vec{r})$ auf Basis der integrierten Ly- α -Sichtlinien-Messungen der TWINS-LAD's erlaubt. Der im vorliegenden Kapitel vorgestellte Auswertungsprozeß wurde dabei sowohl hinsichtlich seiner Funktionsfähigkeit als auch in Bezug auf die Größe der entstehenden Fitfehler der H-Dichte $\Delta n_H(\vec{r})$ untersucht.

Da sich zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit keiner der beiden TWINS-Satelliten im Orbit befindet, kann die qualitative bzw. quantitative Analyse des Daten-Rekonstruktionsprozesses der H-Geokorona mangels realer Messungen nur auf der Basis simulierter Testdaten durchgeführt werden.

Im wesentlichen unterteilt sich die Prozeßkette zunächst in zwei Hauptstufen: (1) Der Erzeugung von simulierten, mit relevanten Störeffekten versehenen Ly- α -Meßdaten und (2)

der Rekonstruktion der jeweils in (1) zugrundegelegten, geokoronalen H-Dichteverteilung $n_H(\vec{r})$ unter Benutzung der erzeugten Testdaten als Fitgrundlage.

Schritt (1) ersetzt die fehlenden realen Messungen und entfällt im Echtbetrieb, d.h. sobald mindestens ein TWINS-Satellit im Orbit Ly- α -Messungen vornimmt.

Im Schritt (2) wurde die Rekonstruktion einer P.E.M.-Geokorona sowohl auf Basis von P.E.M.-Testdaten (Identitätstest) als auch unter Verwendung von Testdaten, die unter Benutzung des Hodges-Modells erzeugt wurden, getestet. Die Ergebnisse der Rekonstruktionen sind im Abschnitt 6.7 vorgestellt.

Beide Stufen (1) und (2) sind ausführlich in den folgenden Kap. 6.2 (Erzeugung Testdaten) und Kap. 6.4 (Prozeßschritte zur 3D-Rekonstruktion der H-Geokorona aus Testdaten) beschrieben.

6.2 Erzeugung simulierter, geokoronaler Ly- α -Sichtlinienmessungen

Die Erzeugung simulierter Ly- α -Sichtlinienmessungen erfolgt wie in der in Abb. 6.2 schematisch dargestellten Art und Weise:

Mit Hilfe des erstellten Programmes SIMDAT können für verschiedene (gebundene) Satellitenorbits und unter Anwendung aller technischen und physikalischen Rahmenbedingungen der Mission zunächst ungestörte TWINS-LAD-Sichtlinienmessungen simuliert werden. Durch anschließendes Aufaddieren von interplanetaren Ly- α -Intensitäten (auf Basis von Ly- α -Hintergrundkarten, die mit dem Programm SKYBACK erzeugt wurden) findet zunächst die stärkste Ly- α -Störquelle ihre Berücksichtigung (siehe Kap. 3.3). Stellare Ly- α -Peaks werden im Anschluß daran zufällig hinzugefügt. Zum Abschluß findet die Überlagerung der Daten mit einem Gauss'schen 3σ -Rauschen (Programm GAUSSNOISE) statt, um instrumentelle Rauscheffekte zu simulieren.

Diese Sichtlinien-Testdaten sind sowohl erstellbar für Equinox- als auch für Solstice-Erdpositionen zu den 4 solaren $F_{10,7cm}$ -Flüssen 80, 130, 180 und 230 [$x10^{-22} s/m^2$] des

Hodges-Modells und bilden die Grundlage aller weiteren Analysen und Fitprozeduren zur Rekonstruktion der 3D H-Geokorona im Rahmen dieser Arbeit.

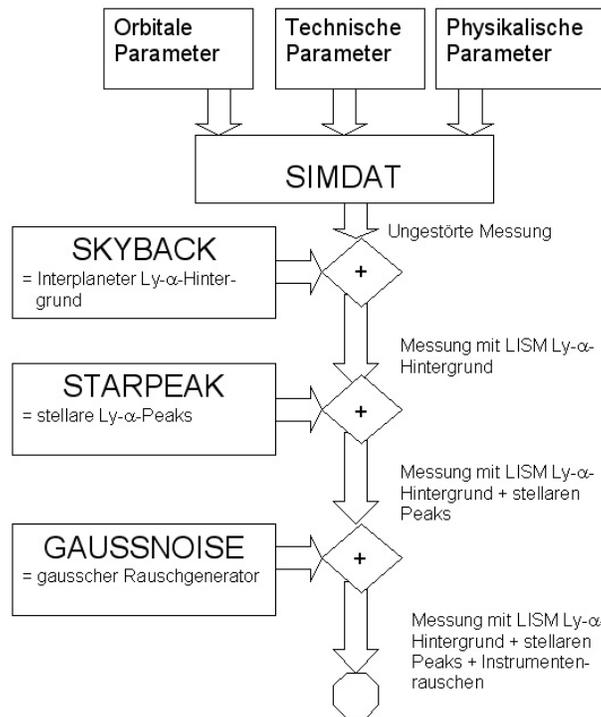


Abb. 6.2: Prozeßkette zur Erzeugung simulierter Ly- α -Sichtlinienmessungen der TWINS-LADs mit anschließender Hinzunahme verschiedener Ly- α -Störkomponenten.

6.2.1 Simulation von TWINS-LAD-Sichtlinienmessungen mit dem Programm SIMDAT

Zur Simulation der erforderlichen Sichtlinien-Testmessungen wurde im Rahmen dieser Arbeit das Softwareprogramm SIMDAT (**Simulierte Daten**) erstellt, welches folgende Anforderungen erfüllt:

- Simulation eines (möglichst) realistischen Satellitenorbits anhand der bereits jetzt feststehenden TWINS-Bahnparameter: Apogäums- bzw. Perigäumshöhe, Bahnneigung und Bahnexzentrizität, alle derzeit noch unbekanntes Bahnparameter werden beispielhaft gewählt

- Einbeziehung aller in Bezug auf die TWINS-Satelliten relevanten technischen Kennwerte (z.B. Kalibrationsfaktoren der LAD's, Öffnungswinkel, Drehgeschwindigkeit des Aktuators, Winkel zwischen Ausrichtungssachse des Satelliten und der LAD-Sichtlinie, Integrationszeiten) (siehe Kap. 2.3)
- Integration aller physikalischen Prozesse in Bezug auf die resonante Streuung der solaren Ly- α -Strahlungskomponente am neutralen Wasserstoffgas der H-Geokorona (g-Faktor, solare Parameter etc.), (siehe Kap. 3)
- Implementierung der beiden geokoronalen H-Dichtemodelle: einerseits das Modell von (Hodges R.R. [1994]) (siehe Kap. 4.3) und andererseits das daraus abgeleitete P.E.M. (siehe Kap. 5.2.1)

SIMDAT kann für Equinox- oder Solstice-Zeitpunkte anhand von vorgegebenen, orbitalen Parametern die Molnija-Bahn eines TWINS-Satelliten simulieren und dabei die aktuelle Blickrichtung der Sichtlinie der beiden, sich auf dem Aktuator drehenden, Ly- α -Detektoren (LADs) in geozentrisch-ekliptikalen Koordinaten errechnen und als Vektor darstellen.

Anhand ebenfalls konfigurierbarer, solarer Strahlungsparameter, wie z.B. dem solaren $F_{10,7cm}$ -Fluß, und unter Einbeziehung aller technischen Kennzahlen berechnet SIMDAT für jeden Sichtlinienvektor eines LADs einzeln die geokoronale Ly- α -Strahlungsintensität als Zählrate pro Integrationszeit t_i ($t_i \approx 1.33s$).

Das hierfür verwendete geokoronale H-Dichtemodell kann programmintern zwischen Hodges-Modell (a) oder dem P.E.M. (b) umgeschaltet werden. Dies schafft die Möglichkeit, komplette TWINS-Missionen sowohl mit H-Dichtemodell (a) oder (b) zu simulieren und anschließend vergleichend auszuwerten.

SIMDAT beachtet selbständig die Ein- bzw. Ausschaltphasen der LAD-Detektoren für geozentrische Erdabstände größer bzw. kleiner als $4,5R_e$. Um die Datenmenge während einer Simulation pro Erdumlauf überschaubar zu halten, werden die orbitalen Bahnpositionen des Satelliten in jeweils 2° -Schritten und die Aktuatorpositionen in je 4° -Schritten variiert.

Zusätzlich ist zur weiteren Vereinfachung der Simulation bzw. Datenbegrenzung von folgenden Annahmen ausgegangen worden:

- die orbitale Bahnposition eines TWINS-Satelliten wird während einer vollständigen 180°-Aktuatordrehung als unverändert angenommen, da letztere nur ca. 90 sek. andauert.
- die sich anschließende 180°-Rückdrehung des Aktuators in die Ausgangslage wird nicht simuliert, da diese bei festgehaltener Bahnposition des Satelliten die gleichen Ly- α -Daten (wie während der Hindrehung) liefert.
- nach einer abgeschlossenen Hin- und Rückdrehung des Aktuators wurde innerhalb der Simulation der Satellitenstandort auf dem Orbit um weitere 2° versetzt und anschließend neu gerechnet.

SIMDAT beendet die Integration entlang einer Sichtlinie nach 150.000 km Abstand zum Satelliten (=fester Integrationsweg entlang der Sichtlinie). Der für den resonanten Streuprozeß in etwa wirksamen Radius der H-Geokorona kann mit 60.000 km angenommen werden, so daß in jedem Falle sichergestellt ist, daß der Integrationsweg deutlich größer als der Durchmesser der H-Geokorona ist (und damit stets außerhalb endet).

Nach Abschluß der Berechnungen einer Sichtlinie bestimmt SIMDAT die interplanetare Ly- α -Hintergrundkomponente zum Sichtlinienvektor und fügt diese als Ly- α -Störterm hinzu. Ebenso werden nach dem Zufallsprinzip Ly- α -helle Sterne sowie eine statistische Gauss'sche 3σ -Rauschkomponente in die Messungen verbracht.

In der letztendlich resultierenden Ausgabedatei sind folgende Angaben einer durchgeführten Sichtlinien-Simulation enthalten:

- Julianisches Datum der Messung
- geozentrischer Erdabstand des Satelliten in km
- geozentrisch-ekliptikale Breite θ des Satelliten in °
- geozentrisch-ekliptikale Länge ϕ des Satelliten in °
- geozentrisch-ekliptikale Breite θ der Blickrichtung des LAD 1 in °
- geozentrisch-ekliptikale Länge ϕ der Blickrichtung des LAD 1 in °

- geozentrisch-ekliptikale Breite θ der Blickrichtung des LAD 2 in $^\circ$
- geozentrisch-ekliptikale Länge ϕ der Blickrichtung des LAD 2 in $^\circ$
- Ly- α -Photonen-Zählrate pro Integrationszeit LAD 1 (inkl. Hintergrund+Sterne+Rauschen)
- Ly- α -Photonen-Zählrate pro Integrationszeit LAD 2 (inkl. Hintergrund+Sterne+Rauschen)

Die folgende Abb. 6.2.1 zeigt die LAD-Zählraten einer simulierten Aktuatordrehung um 180° (Solstice, solarer $F_{10,7cm} = 130$, H-Dichte nach Hodges-Modell).

Dabei wird die ungestörte, rein geokoronale bedingte Zählrate (schwarz) sukzessive zunächst um den interplanetaren Ly- α -Hintergrundanteil ergänzt (rot) und abschließend zur Ausgabe als Meßwert mit Gauss'schem Rauschen versehen (blau). Der scharfe Zählraten-Peak weist auf einen simulierten Ly- α -hellen Stern hin.

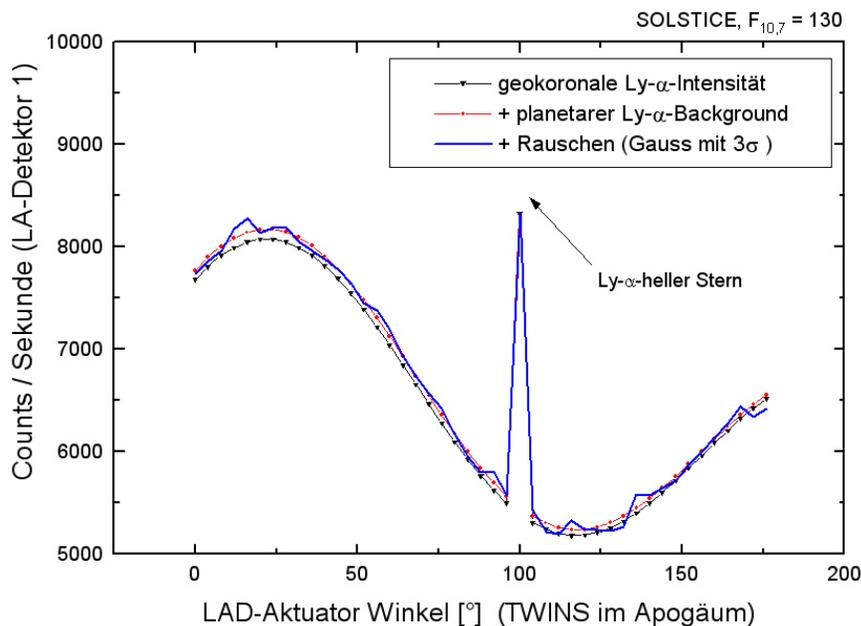


Abb. 6.2.1: Mit SIMDAT simulierte LAD-Zählraten während einer Aktuatordrehung um 180° auf Basis des Hodges-Modells (Solstice, Sommer). Die von TWINS gemessene Zählrate (blau) setzt sich zusammen aus den simulierten Komponenten: geokoronaler Anteil (schwarz), interplanetarem Anteil und Gauss'schem Rauschanteil. Geokoronaler und interplanetarer Anteil zusammen sind in rot dargestellt.

Eine der Hauptaufgaben der weiterverarbeitenden Programme ist es nun, aus den mit Störtermen versehenen Meßwerten (blau) den ursprünglichen, geokoronalen Anteil (schwarz) herauszufiltern und damit die Störungen abzuseparieren. Dieser Schritt wird durch das Programm BPFILT durchgeführt (siehe Kap. 6.5).

6.3 Erstellung interplanetarer Ly- α -Intensitätskarten mit SKYBACK

Zur Berechnung der Ly- α -Hintergrundintensität des lokalen interstellaren Mediums (LISM) wird im derzeitigen Simulationsstadium zunächst ein einfaches "Hot Model" zur Beschreibung der neutralen H-Dichteverteilung im Planetensystem verwendet (siehe Kap. 3.3.2).

Dieses Modell muß vor Beginn mit verschiedenen solaren Bedingungen und weiteren Grundeigenschaften des LISM konfiguriert werden (z.B. Up- und Downwind-Richtung, Lebensdauer eines neutralen H-Atoms, Temperatur LISM, ISM-Bulk- Windgeschwindigkeit etc.). Berechnet wird die Dichte des neutralen LISM-Wasserstoffes im Punkte $n_H(r_{sun}, \theta, \phi)$ (heliozentrisch-ekliptikale Koordinaten).

Aufgabe des Programmes SKYBACK ist es zunächst, ausgehend von einem Zeitpunkt t_0 die Säulendichte des neutralen LISM-Wasserstoffes in einer beliebigen Blickrichtung von der Erde aus gesehen zu berechnen (in geozentrisch-ekliptikalen Koordinaten). Dies erfolgt in einer Winkelschrittweite von $\Delta\theta = 10^\circ$, $\Delta\phi = 5^\circ$, die Integrationslänge beträgt 150AU. In einem zweiten Schritt werden die berechneten, interplanetaren H-Säulendichten je Blickrichtung für vorgegebene, solare $F_{10,7cm}$ -Bedingungen in Ly- α -Strahlungsintensitäten in Rayleigh [R] auf Höhe der Erdumlaufbahn umgerechnet (siehe Kap. 3.3.2).

Die erhaltenen Ly- α -Hintergrundkarten können zur LAD-Messungskorrektur verwendet werden. Je nach Rechenleistung ist die benutzte Winkelauflösung dieser Karten weiter steigerbar (z.B. auf $1^\circ \times 1^\circ$). Die reale, neutrale H-Dichteverteilung des LISM ist durch den einfachen "Hot Model"-Ansatz noch etwas zu grob beschrieben. Sofern Zugriff auf bessere Modelle besteht, ist eine Integration dieser in SKYBACK möglich.

6.4 Prozeßschritte zur 3D-Rekonstruktion der H-Geokorona aus Testdaten

Die Prozeßschritte zur Rekonstruktion einer H-Geokorona aus simulierten oder realen TWINS-LAD-Meßdaten ist in Abb. 6.4 schematisch dargestellt. Prinzipiell teilt sich das Verfahren in 4 grundlegende Einzelschritte auf:

1. *Data-Controlling*: Aussortierung von: unplausiblen Daten, Daten mit Sichtlinien-Durchgang durch den Erdschatten, Ausfall- oder Störzeiten des Satelliten (via Check der House-Keeping-Werte des Satelliten), Daten während solarer Eruptivereignisse (Flares, CME's etc.); größtenteils manueller, teilweise automatischer Prozeßschritt
2. *Data-Clearing*: Separation der Ly- α -Störterme von den Messungen (d.h. LISM-Hintergrund, Rauschen, Sterne); größtenteils automatischer Prozeßschritt mit Programm BPFILT
3. *Data-Kalibration an solare Bedingungen*: Ermittlung der solaren UV-Strahlungsbedingungen zum Zeitpunkt der Messungen und Integration des daraus berechenbaren Streufaktors g in die Meßdaten; größtenteils manueller Prozeßschritt
4. *Data-Fitting*: Anfitzen der Messungen an das H-Dichtemodell P.E.M. (iterativer Prozeß); größtenteils automatischer Prozeßschritt mit Programm FITGEOCO

Die beiden einbezogenen Programme zum Data-Clearing (BPFILT) und zum Data-Fitting (FITGEOCO) werden nachfolgend hinsichtlich Funktion und Aufbau genauer beschrieben.

Schritt (1) findet unmittelbar auf den Rohdaten statt. Entsprechend fehlerhafte oder nicht verwendbare Messungen werden teilweise automatisch, hauptsächlich händisch markiert und anschließend eine neue Messungsdatei unter Ausschluß der markierten Datensätze erzeugt.

Im Schritt (3) ist entscheidend, welche Quelle zur Angabe der solaren Ly- α -Linienmitten-Flußintensität zum Meßzeitpunkt zur Verfügung steht. Danach richten sich die Genauigkeit und das Berechnungsmodell des Streufaktors g (siehe Kap. 3.1), dessen Fehlerwert unmittelbar in den H-Dichtefehler einfließt.

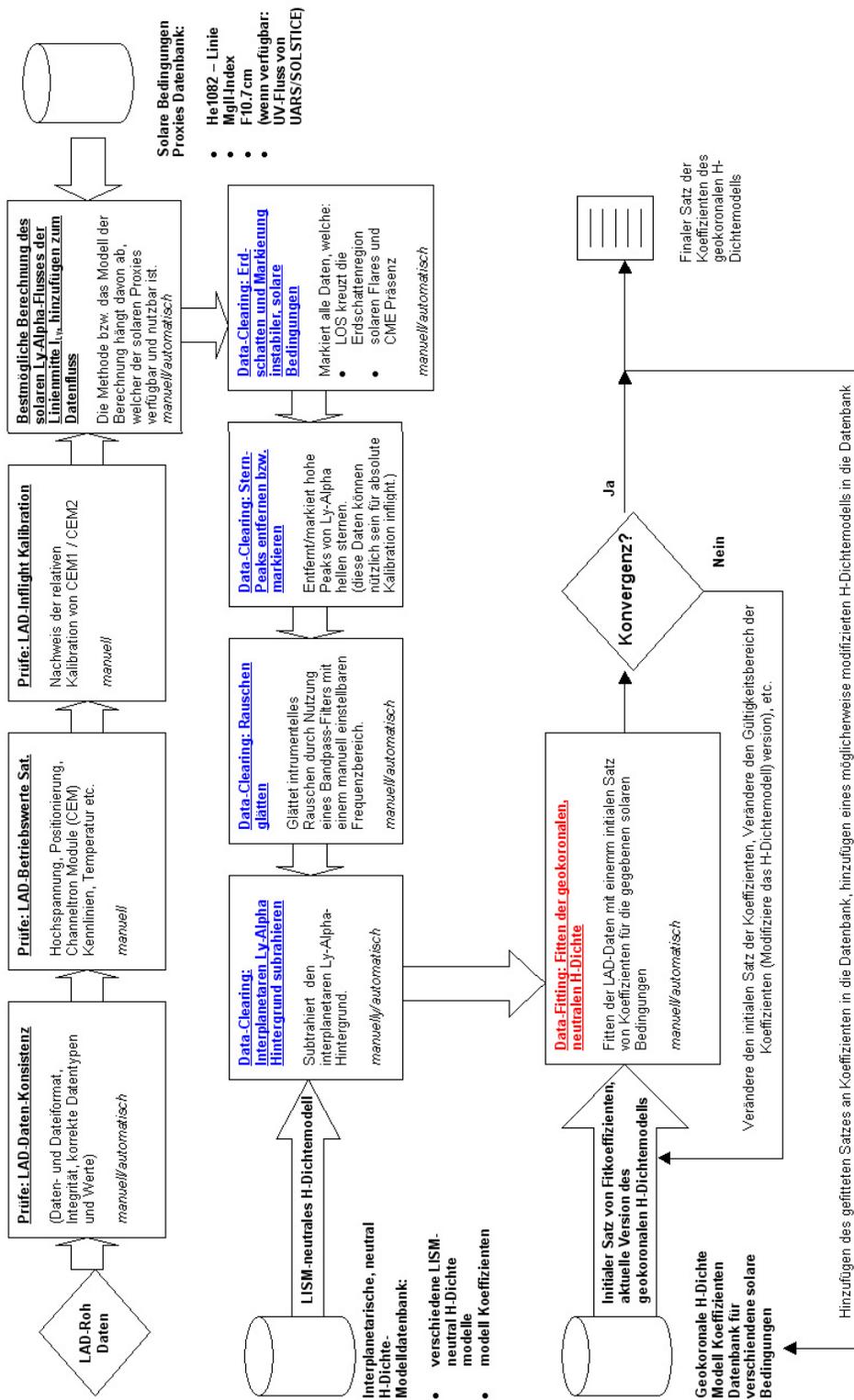


Abb. 6.4: Prozeßkette zur Rekonstruktion der H-Geokorona (P.E.M.) auf Basis von Ly- α -Sichtlinienmessungen der TWINS-LADs (simulierte oder reale Messungen)

6.5 Clearing der Meßdaten mit Hilfe von BPFILT

Das Programm BPFILT hat zur Aufgabe, reale oder simulierte TWINS-LAD-Messungen hinsichtlich unerwünschter $Ly-\alpha$ -Störterme zu bereinigen (siehe Diskussion der größten Störfaktoren in Kap. 3.3).

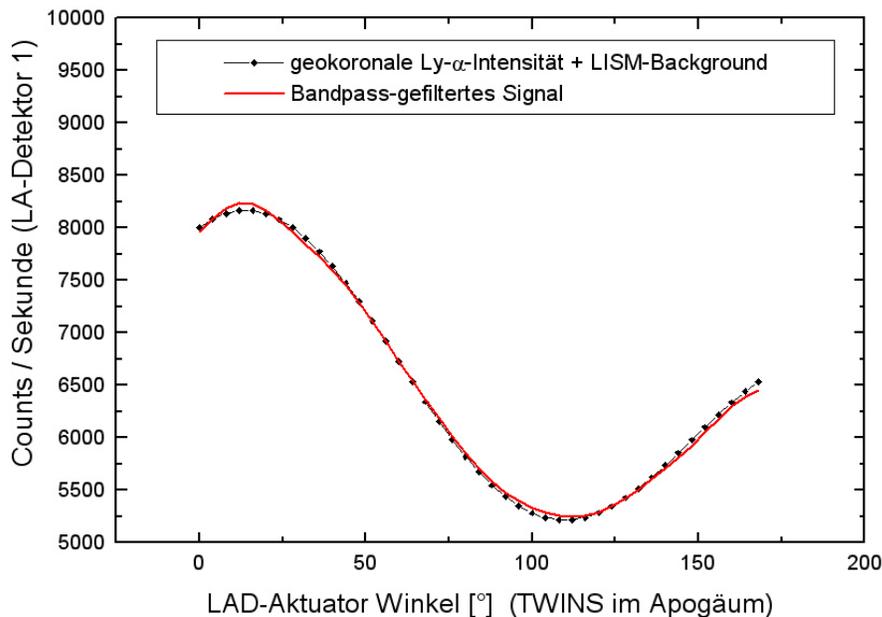


Abb. 6.5: Mit Hilfe BPFILT hinsichtlich interplanetar $Ly-\alpha$ -Störkomponente, heller Sterne und statistischer Rauschkomponente bereinigte (simulierte) LAD-Messung. Deutlich wird die gute Übereinstimmung zwischen ungestörter geokoronaler Komponente (schwarz) und mit BPFILT bereinigter Messung (rot).

Zunächst erkennt ein spezieller Peak-Analyseteil automatisch die scharf begrenzten Intensitäts-Peaks $Ly-\alpha$ -heller Stern und entfernt diese. Zusätzlich wird diese Information zur späteren händischen Analyse der $Ly-\alpha$ -Sternenpeaks (z.B. zu Kalibrationszwecken der $Ly-\alpha$ -Detektoren) in einer Datei vermerkt.

In einem nächsten Schritt glättet BPFILT über einen konfigurierbaren FOURIER-Bandpassfilter (FFT) die Messdaten und entfernt dabei einen wesentlichen Teil des statistischen Rauschens. Dabei wird ausgenutzt, dass sich die hochfrequenten Gauss'schen Rauschanteile von den niederfrequenten Intensitätsunterschieden der Geokorona im Fre-

quenzraum sehr gut separieren lassen (siehe Kapitel 3.4). Nach der FFT-Rücktransformation werden die Messdaten korrekt normiert.

Im letzten Schritt subtrahiert BPFILT anhand der zum Messzeitpunkt gültigen (mit SKYBACK erstellten) interplanetaren Ly- α -Hintergrundkarte die LISM-Ly- α -Störkomponente von den Messungen.

Wie Abb. 6.5 deutlich macht, konnten alle hier beschriebenen Störeffekte aus den Messungen weitestgehend entfernt werden, so dass eine gute Übereinstimmung zwischen der ungestörten geokoronalen Zählrate und der mit Hilfe von BPFILT nachbearbeiteten, störungsbehafteten Meßreihe aus SIMDAT erzielt werden. Die so bearbeiteten Messungen sind jetzt bereit für die Rekonstruktion der Parameter des geokoronalen 3D-Dichtemodells mit Hilfe des Fit-Programmes FITGEOCO.

6.6 Fit des H-Dichtemodells an LAD-Messungen mit Hilfe von FITGEOCO

Das Programm FITGEOCO nimmt den eigentlichen Fit des geokoronalen H-Dichtemodells P.E.M. an die (hinsichtlich Störungen) bereinigten Messungen vor. Kernstück des Programmes ist u.a. die bereitgestellte Least-Squarefit-Subroutine GLSQA(), die auf Basis eines Fitalgorithmus von (Marquardt D.W. [1963]) in einer erweiterten Version den Fit durchführt.

In der Umkehrung zum Programm SIMDAT (siehe Kap. 6.2.1), welches die simulierten Meßdaten erzeugt, muß FITGEOCO aus der Blickrichtung \vec{s} der Sichtlinie (gegeben in geozentrisch-ekliptikalen Koordinaten) deren gesamten Verlauf durch die Geokorona rekonstruieren, um die H-Dichte entlang von \vec{s} integrieren zu können.

Neben den TWINS-LAD-Meßdaten, die unmittelbar in den Speicher eingelesen werden, bildet ein relativ willkürlich wählbarer Initial-Koeffizientensatz C_F des P.E.M. unter Festlegung von physikalisch sinnvollen Ober- und Untergrenzen für jeden Koeffizienten den Ausgangspunkt des Fitprozesses.

In jedem Fit-Schritt wird durch Bildung von Ableitungen im Koeffizientenraum diejenige Veränderungsrichtung eines jeden Modellkoeffizienten (und damit ein neuer Koeffizien-

tensatz C_F) bestimmt, die eine weitere Verkleinerung der quadratischen Abweichung Q (Summe über alle Messungen k)

$$Q = \sum_k (n_k(\vec{s}) - n_{PEM}(C_F, \vec{s}))^2 \quad (6.1)$$

nach sich zieht. Die Koeffizienten in C_F werden dann mit einer Schrittweite in diese Richtung variiert.

Ist dies nicht mehr möglich, prüfen spezielle Algorithmen, ob es sich bei dem gefundenen Q -Minimum um ein lokales Minimum handelt, d.h. ob in der Nachbarschaft des gefitteten Koeffizientensatzes C_F noch kleinere Q -Werte möglich sind. Sofern dies nicht der Fall ist, wird der gefittete Koeffizientensatz C_F als Ergebnis inkl. Fitfehler ausgegeben.

Über diverse Konfigurationseinstellungen (max. Schrittweite, max. Anzahl der Iterationen, Genauigkeit etc.) läßt sich der Fitalgorithmus noch genauer einstellen. Zusätzlich ist ein automatisches Abbrechen des Fits nach Unterschreitung eines vorgegebenen Q -Wertes bzw. Überschreitung einer maximalen Iterationsanzahl vorgesehen.

Zu jedem Fit-Einzelschritt kann der bis dorthin erreichte Q -Wert (= Grad der Konvergenz zwischen Modell und Messungen) ausgegeben werden. Ist ein Modell durch die gegebenen Messungen nicht ausreichend bestimmt, äußert sich dies besonders in der Weise, daß ähnliche Q -Werte zu sehr verschiedenen Koeffizientensätzen C_F existieren (Mehrdeutigkeit des Fits). Setzt man die gefundenen, verschiedenen C_F in das Modell ein, so ergeben sich dann teilweise völlig verschiedene H-Dichtewerte, z.B. zum gleichen Ort.

6.7 Rekonstruktionstests der H-Geokorona anhand simulierter TWINS-LAD-Daten

Nachfolgend sind die Ergebnisse mehrerer Rekonstruktionstests der dreidimensionalen, geokoronalen H-Dichteverteilung $n_H(r, \theta, \phi)$ anhand von simulierten TWINS-LAD-Daten vorgestellt. Die TWINS-LAD-Testdaten wurden in der in Kap. 6.2 beschriebenen Weise erzeugt und mit den (im Hinblick auf die Größenordnung) wichtigsten Ly- α -Störungen versehen.

Anhand der Ergebnisse der durchgeführten Rekonstruktionstests ließen sich die Funktionsfähigkeit aller beteiligten Prozesse sowie die mittleren Fehler für verschiedenen, gewählten Testbedingungen feststellen.

6.7.1 Rekonstruktion einer H-Geokorona basierend auf P.E.M.

Im ersten Rekonstruktionstest wurde der TWINS-LAD-Testdatensatz unter Verwendung des im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten geokoronalen H-Dichtemodells P.E.M._{orig} erzeugt (siehe Kap. 5.2).

Der hierauf angewandte Rekonstruktionsfit der H-Geokorona, welcher ausschließlich ein P.E.M._{fit}-Modell anfitzen kann, sollte im Idealfalle das ursprüngliche, zur Berechnung der TWINS-LAD-Testdaten verwendete, P.E.M._{orig}-Modell zum Ergebnis haben.

Dieser "Identitätstest" dient der quantitativen Beantwortung der wichtigen Frage, ob und wie genau die entwickelten Prozesse zusammengenommen in der Lage sind, eine vorgegebene P.E.M._{orig} H-Geokorona (die zusätzlich mit diversen Störungen versehen wurde) aus TWINS-LAD-Sichtlinien-Messungen eines Erdumlaufes komplett zu rekonstruieren. Die entscheidende Frage lautet dabei: Wie hoch ist die Abweichung der H-Dichtewerte des Ausgangsmodells P.E.M._{orig} im Vergleich zum rekonstruierten P.E.M._{fit}?

Als solare Bedingung wurde für den Rekonstruktionsfit auf Basis des P.E.M.-Modells ein mittlerer, solarer Fluß $F_{10,7cm} = 130 [x10^{-22} s/m^2]$ gewählt. Die Ergebnisse sind prinzipiell übertragbar auf die weiteren $F_{10,7cm}$ -Flüsse von 80,180 und 230 $[x10^{-22} s/m^2]$, welche das Hodges-Modell ebenfalls bereithält.

Die Rekonstruktionen wurden sowohl für die Equinox- als auch für die Solsticeposition der Erde durchgeführt. Der zugrundegelegte Erdborbit des TWINS-Satelliten entsprach dem in Tab. 2.5 aufgeführten Beispielorbit.

Die Ergebnisse des Identitätstests auf Basis des P.E.M.-Modells können im Hinblick auf die Übereinstimmung beider Modelle zusammengefaßt als sehr gut bezeichnet werden, wie in den Abb. 6.7.1 – 1 bzw. 6.7.1 – 2a/b und 6.7.1 – 3a/b deutlich wird.

Der mittlere Dichtefehler zwischen P.E.M._{orig} und rekonstruiertem P.E.M._{fit} beträgt lediglich 0.492% für die Equinox- bzw. 0.145% für die Solsticeposition der Erde. In keinem Dichteintervall der H-Geokorona überschreitet die Abweichung zwischen Ausgangsmodell und rekonstruiertem Modell den Wert von 1.00% (Equinox) bzw. 0.3% (Solstice).

Entsprechend gut ist daher auch die Übereinstimmung der H-Dichtekonturen zwischen P.E.M._{orig} und P.E.M._{fit} im Konturplot des äquatorialen bzw. meridionalen Schnittes. Es sind praktisch keine örtlichen Abweichungen zwischen beiden H-Dichtemodellen zu erkennen (siehe Abb. 6.7.1 – 2a/b).

Der Falschfarbenplot des Dichteverhältnisses beider Modelle am gleichen Ort in Abb. 6.7.1 – 3a/b zeigt im Wesentlichen den grünen Bereich (Ratio=1), in welchem die H-Dichtewerte beider Modelle praktisch übereinstimmen.

Anhand der Ergebnisse der durchgeführten Rekonstruktionen läßt sich feststellen, daß eine H-Geokorona, die auf Basis eines P.E.M._{orig}-Modells simuliert wurde, hervorragend und mit mittleren Dichtefehlern $\Delta n_H(\vec{r}) < 1\%$ unter Anwendung des vorgestellten Analyseprozesses aus den TWINS-LAD-Sichtlinien der aktiven Meßphase eines einzigen Erdumlaufes rekonstruiert werden kann.

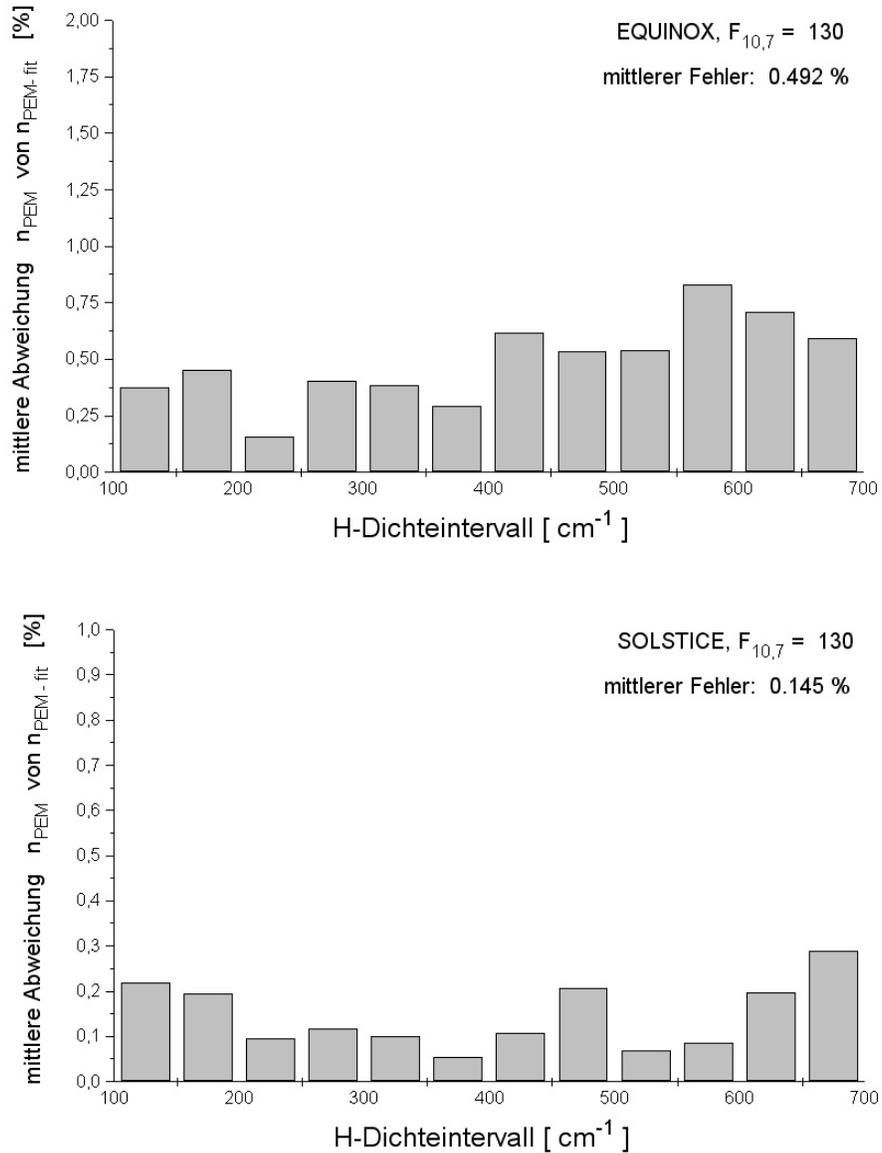


Abb. 6.7.1 – 1: Mittlere prozentuale Abweichung zwischen H-Dichte $P.E.M._{orig}$ und $P.E.M._{fit}$ pro Dichteintervall. Die Rekonstruktion erfolgte auf Basis von simulierten Meßdaten während eines Erdumlaufes bei mittleren solaren Bedingungen $F_{10,7cm} = 130$. Der mittlere Dichtefehler ist generell kleiner als $\Delta n_H(\vec{r}) < 1\%$, die Identität zwischen Ursprungsmodell $P.E.M._{orig}$ und rekonstruiertem Modell $P.E.M._{fit}$ wurde in hohem Maße nahezu erreicht.

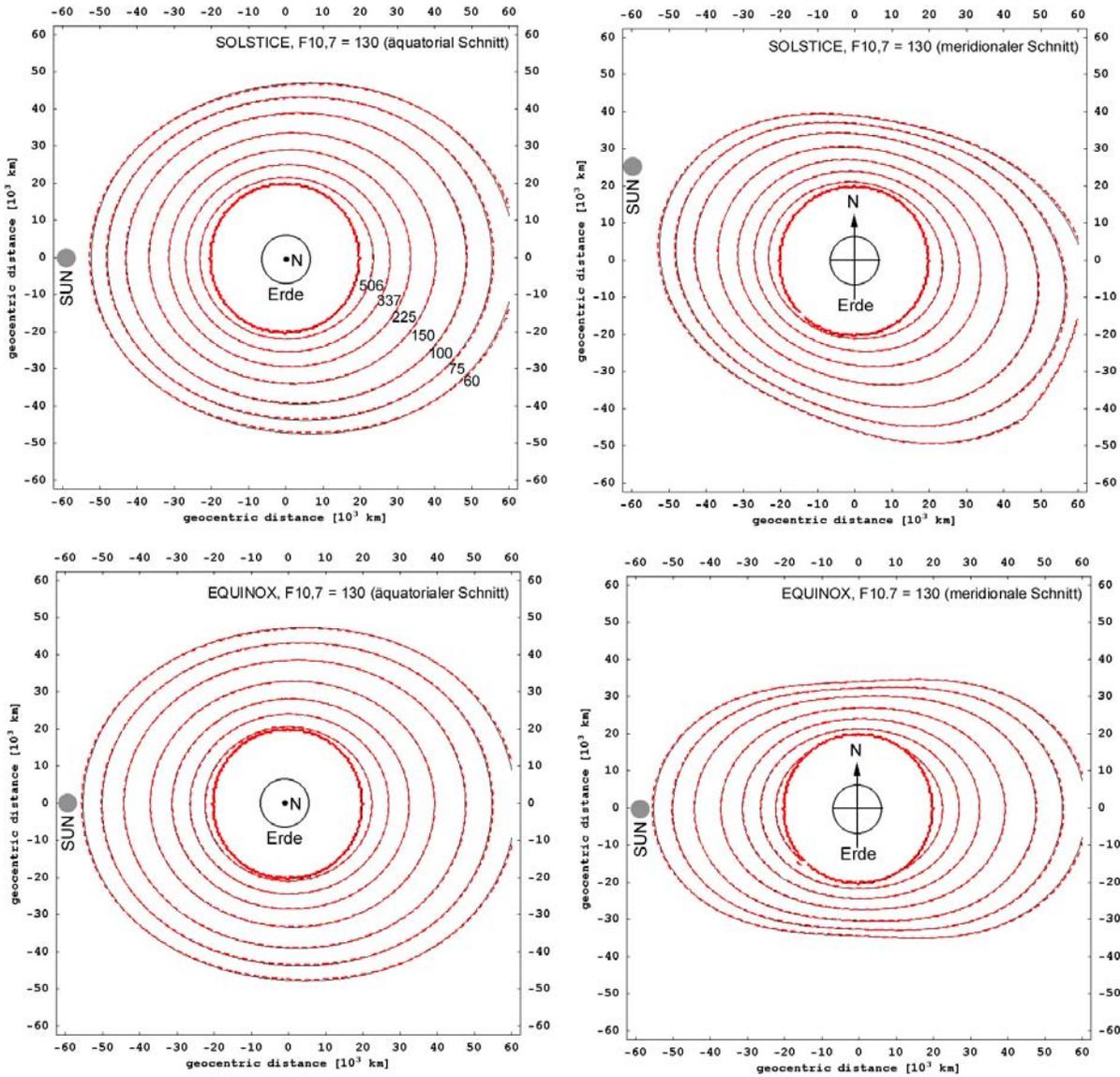


Abb. 6.7.1 – 2a: Ausgangs-P.E.M._{orig} und rekonstruiertes P.E.M._{fit} im Vergleich: Äquatoriale Schnitte durch die Dichteverteilung $n_H(r, \theta, \phi)$ [cm^{-3}] des neutralen, atomaren Wasserstoffes für Solstice- bzw. Equinox-Erdposition nach P.E.M._{orig}-Modell (schwarz) und P.E.M._{fit}-Modell (rot) zeigen nahezu keinerlei Abweichungen (solarer $F_{10.7} = 130$)

Abb. 6.7.1 – 2b: Ausgangs-P.E.M._{orig} und rekonstruiertes P.E.M._{fit} im Vergleich: Meridionale Schnitte durch die Dichteverteilung $n_H(r, \theta, \phi)$ [cm^{-3}] des neutralen, atomaren Wasserstoffes für Solstice- bzw. Equinox-Erdposition nach P.E.M._{orig}-Modell (schwarz) und P.E.M._{fit}-Modell (rot) zeigen nahezu keinerlei Abweichungen (solarer $F_{10.7} = 130$)

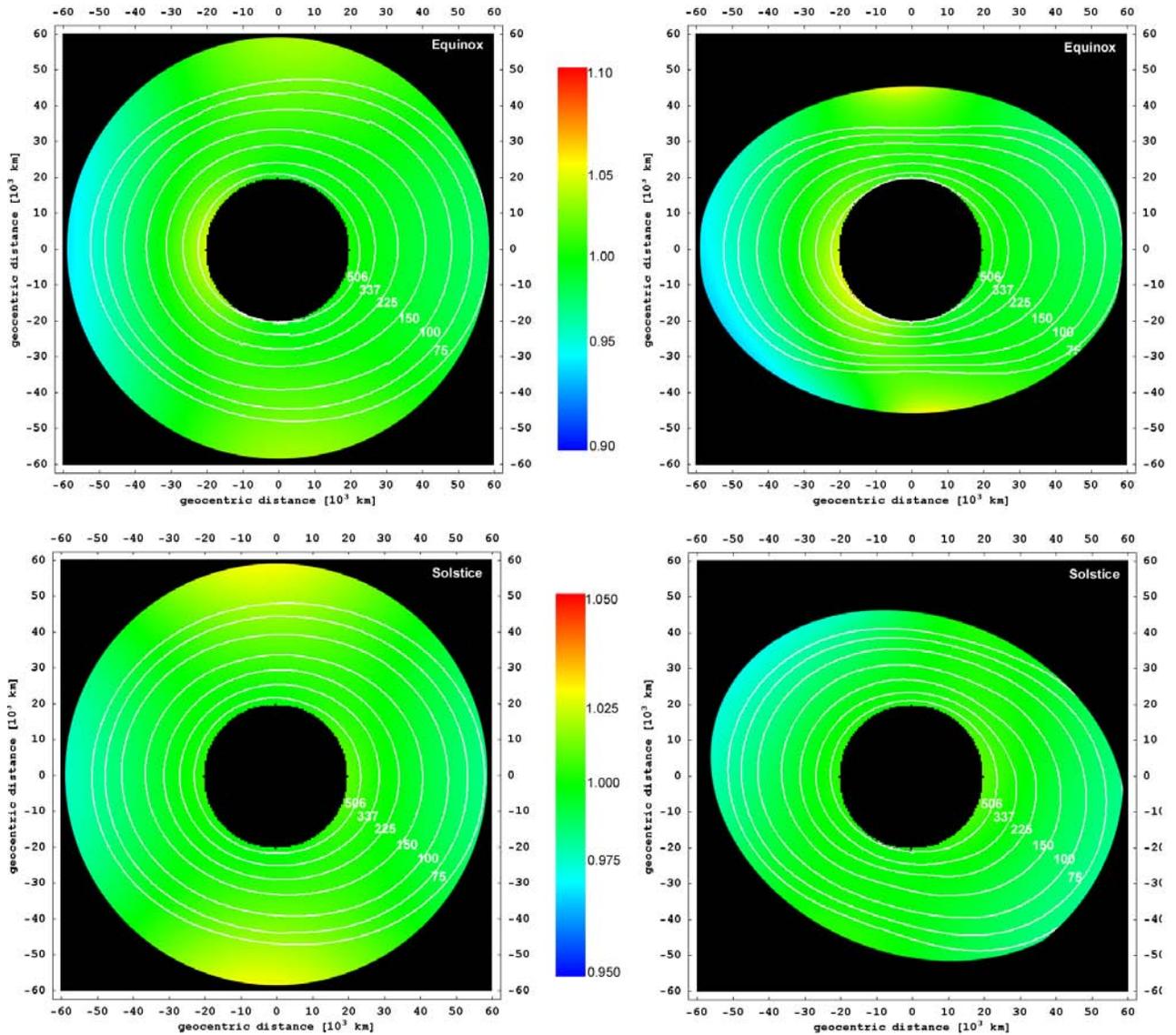


Abb. 6.7.1 – 3a: Ausgangs-P.E.M._{orig} und rekonstruiertes P.E.M._{fit} im Vergleich: Äquatoriale Falschfarben-Schnitte durch die prozentuale Abweichung der Dichteverteilung $n_{PEM_{orig}}(r, \theta, \phi) / n_{PEM_{fit}}(r, \theta, \phi)$ des neutralen, atomaren Wasserstoffes für Solstice- bzw. Equinox-Erdposition (solarer $F_{10.7} = 130$)

Abb. 6.7.1 – 3b: Ausgangs-P.E.M._{orig} und rekonstruiertes P.E.M._{fit} im Vergleich: Meridionale Falschfarben-Schnitte durch die prozentuale Abweichung der Dichteverteilung $n_{PEM_{orig}}(r, \theta, \phi) / n_{PEM_{fit}}(r, \theta, \phi)$ des neutralen, atomaren Wasserstoffes für Solstice- bzw. Equinox-Erdposition (solarer $F_{10.7} = 130$)

6.7.2 Rekonstruktion einer H-Geokorona auf Basis des Hodges-Modells

Im zweiten Rekonstruktionstest wurde der TWINS-LAD-Testdatensatz unter Verwendung des H-Dichtemodells nach (Hodges R.R. [1994]) (siehe Kap. 4.3) erzeugt.

Der darauf angewandte Rekonstruktionsfit der H-Geokorona, welcher auch in diesem Falle ausschließlich ein P.E.M._{fit}-Modell an die Daten anfitzen kann, sollte idealerweise ein Ergebnis liefern, dessen mittlerer Dichtefehler nicht deutlich über dem gefundenen, prinzipiellen Minimalunterschied zwischen Hodges-Modell und P.E.M. von etwa 3% (siehe Kap. 5.2.2) liegt.

Da das Hodges-Modell aufgrund der vorkommenden $B_{lm}(r)$ -Terme (siehe Gl. 4.12) etwas unsymmetrischer als das P.E.M. ist, könnte die Güte des Fitergebnisses an dieser Stelle stärker von der relativen Lage des Satellitenorbits zur Geokorona abhängen, als dies beim vorangegangenen Identitätstest in Kap. 6.7.1 der Fall war.

Die solaren Bedingungen wurden für den Rekonstruktionstest auf Basis des Hodges-Modells ebenfalls im mittleren Bereich (solarer $F_{10,7cm} = 130 [x10^{-22}s/m^2]$) gewählt. Die Ergebnisse sind prinzipiell wiederum übertragbar auf die weiteren $F_{10,7cm}$ -Flüsse von 80,180 und 230 $[x10^{-22}s/m^2]$, welche das Hodges-Modell ebenfalls bereithält.

Die Untersuchungen fanden sowohl für die Equinox- als auch für die Solsticeposition der Erde statt. Der zugrundegelegte Erdorbit des TWINS-Satelliten entsprach wiederum dem in Tab. 2.5 angegebenen Beispiel. Im Falle der Equinox-Position operierten testweise 2 um $\omega_0 = 180^\circ$ versetzte TWINS-Satelliten gleichzeitig.

Die Ergebnisse der Rekonstruktionstests auf Basis des Hodges-Modells können zusammengefaßt als gut bezeichnet werden, wie aus den Abb. 6.7.2 – 1 bzw. 6.7.2 – 2a/b und 6.7.2 – 3a/b hervorgeht.

Der mittlere Dichtefehler zwischen Hodges-Modell und rekonstruiertem P.E.M._{fit} beträgt 3.23% für die Equinox- bzw. 3.76% für die Solsticeposition der Erde. In keinem Dichteintervall der H-Geokorona überschreitet die Abweichung zwischen Ausgangsmodell und rekonstruiertem Modell den Wert von 4.5% (Equinox) bzw. 5.5% (Solstice).

Im örtlichen Vergleich zeigen die beiden Modelle an einigen Stellen Unterschiede. So liegt beispielsweise im Equinox-Falle der H-Dichtewert des Hodges-Modells sowohl in solarer- als auch in antisolarer Richtung im äußeren Äquatorbereich zumeist unter dem Wert des P.E.M.-Modells (betrachtet am gleichen Ort). Entsprechendes wird im Konturenvergleich in Abb. 6.7.1 – 2a/b deutlich. Möglicherweise sind diese Unterschiede durch eine weitere Optimierung der Fitroutine noch zu verringern.

Der Falschfarbenplot in Abb. 6.7.1 – 3a/b zeigt im wesentlichen die gleiche Situation, wie die Konturenplots: Im Equinox-Falle treten in solarer- und antisolarer Richtung im äquatorialen Außenbereich Abweichungen des P.E.M._{fit} vom Hodges-Modell auf (rote Bereiche). Im Polbereich hingegen fällt (wie bereits im Kap. 5.2.2) angesprochen) das P.E.M. aufgrund seines linearen Ansatzes im Vergleich zum Hodges-Modell etwas schneller ab (blaue Bereiche).

Aus den Ergebnissen der durchgeführten Rekonstruktionstests läßt sich deutlich feststellen, daß ebenfalls eine H-Geokorona, die auf Basis des Hodges-Modells simuliert wurde, mit mittleren Dichtefehlern $\Delta n_H(\vec{r}) \approx 4\%$ unter Anwendung des vorgestellten Analyseprozesses aus den TWINS-LAD-Sichtlinien mit Hilfe eines P.E.M.-Modells rekonstruiert werden kann.

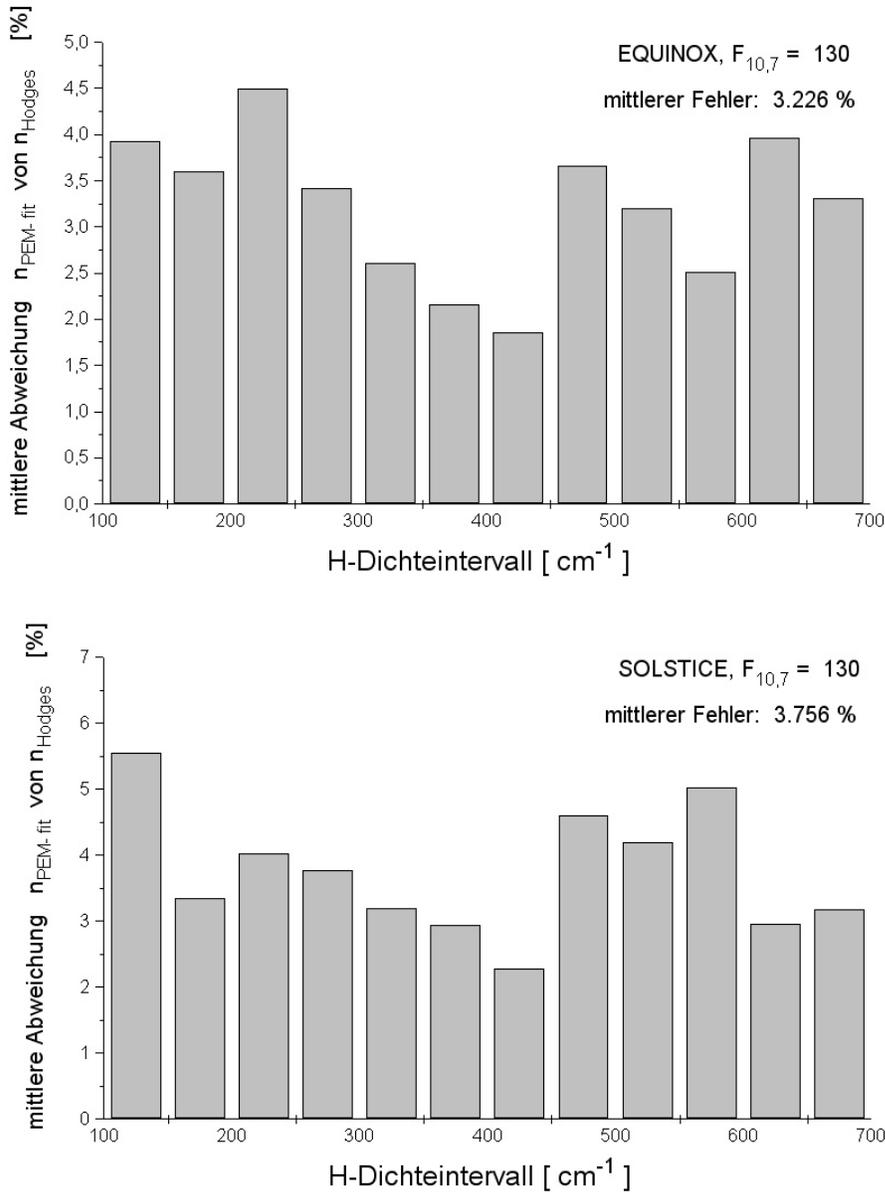


Abb. 6.7.2 – 1: Mittlere prozentuale Abweichung zwischen H-Dichte Hodges und P.E.M. $_{fit}$ pro Dichteintervall. Die Rekonstruktion erfolgte auf Basis von simulierten Meßdaten während eines Erdumlaufes und 2 Satelliten bei mittleren solaren Bedingungen $F_{10,7cm} = 130$. Die Rekonstruktion des Hodges-Modells konnte anhand der orbitalen Sichtlinienmessungen mit einem mittleren Fehler von $\Delta n_H(\vec{r}) < 4\%$ erreicht werden. Dies entspricht auch in etwa der bestmöglichen Approximation des Hodges-Modells durch das P.E.M.-Modell (siehe Tab. 5.2.3)

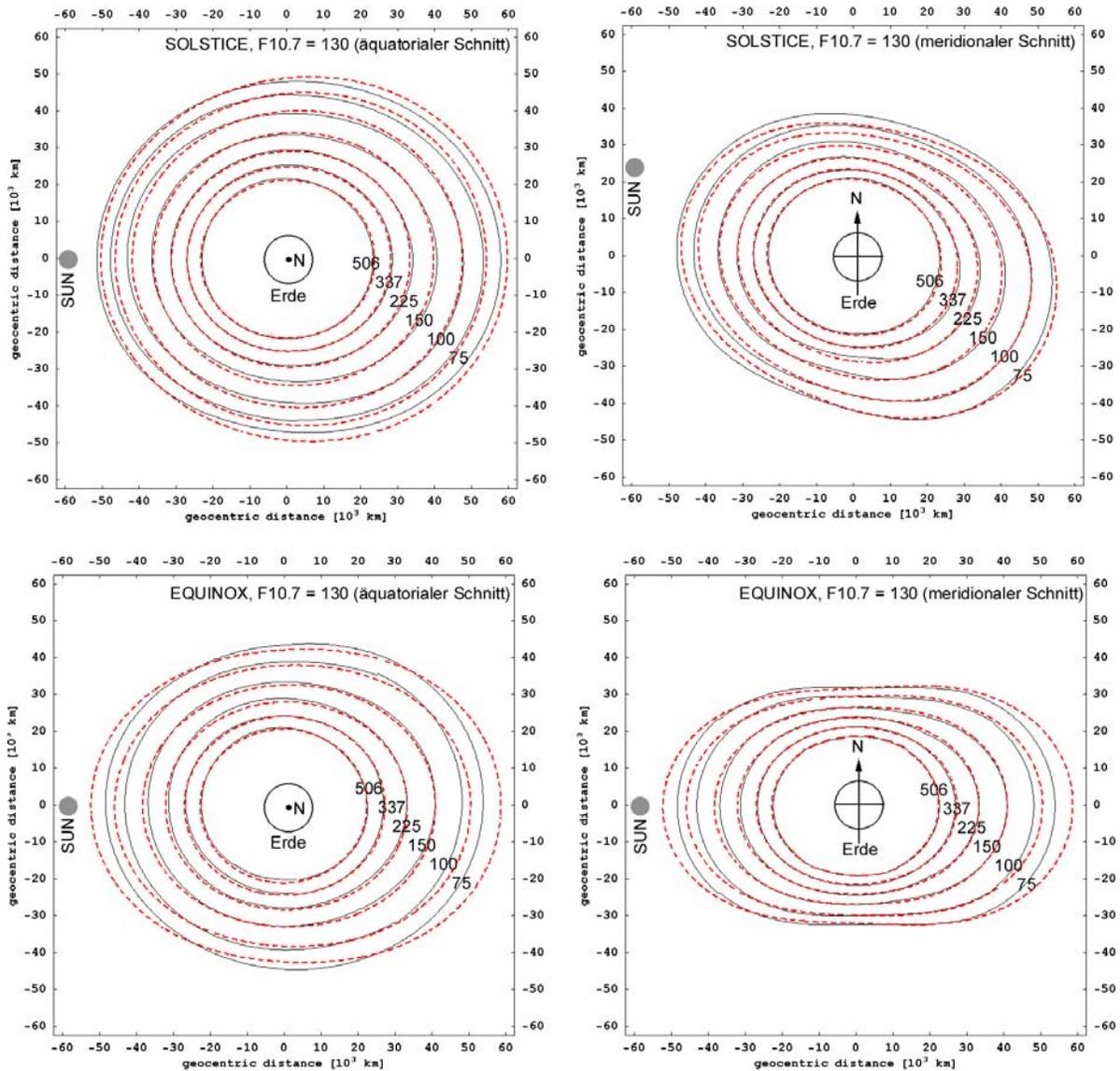


Abb. 6.7.2 – 2a: Hodges-Modell und rekonstruiertes P.E.M._{fit} im Vergleich: Äquatoriale Schnitte durch die Dichteverteilung $n_H(r, \theta, \phi)$ [cm^{-3}] des neutralen, atomaren Wasserstoffes für Solstice- bzw. Equinox-Erdposition nach Hodges-Modell (schwarz) und P.E.M._{fit}-Modell (rot) zeigen einige Abweichungen im Außenbereich (solarer $F_{10.7} = 130$)

Abb. 6.7.2 – 2b: Hodges-Modell und rekonstruiertes P.E.M._{fit} im Vergleich: Meridionale Schnitte durch die Dichteverteilung $n_H(r, \theta, \phi)$ [cm^{-3}] des neutralen, atomaren Wasserstoffes für Solstice- bzw. Equinox-Erdposition nach Hodges-Modell (schwarz) und P.E.M._{fit}-Modell (rot) zeigen einige Abweichungen im äußeren Äquatorbereich (solarer $F_{10.7} = 130$)

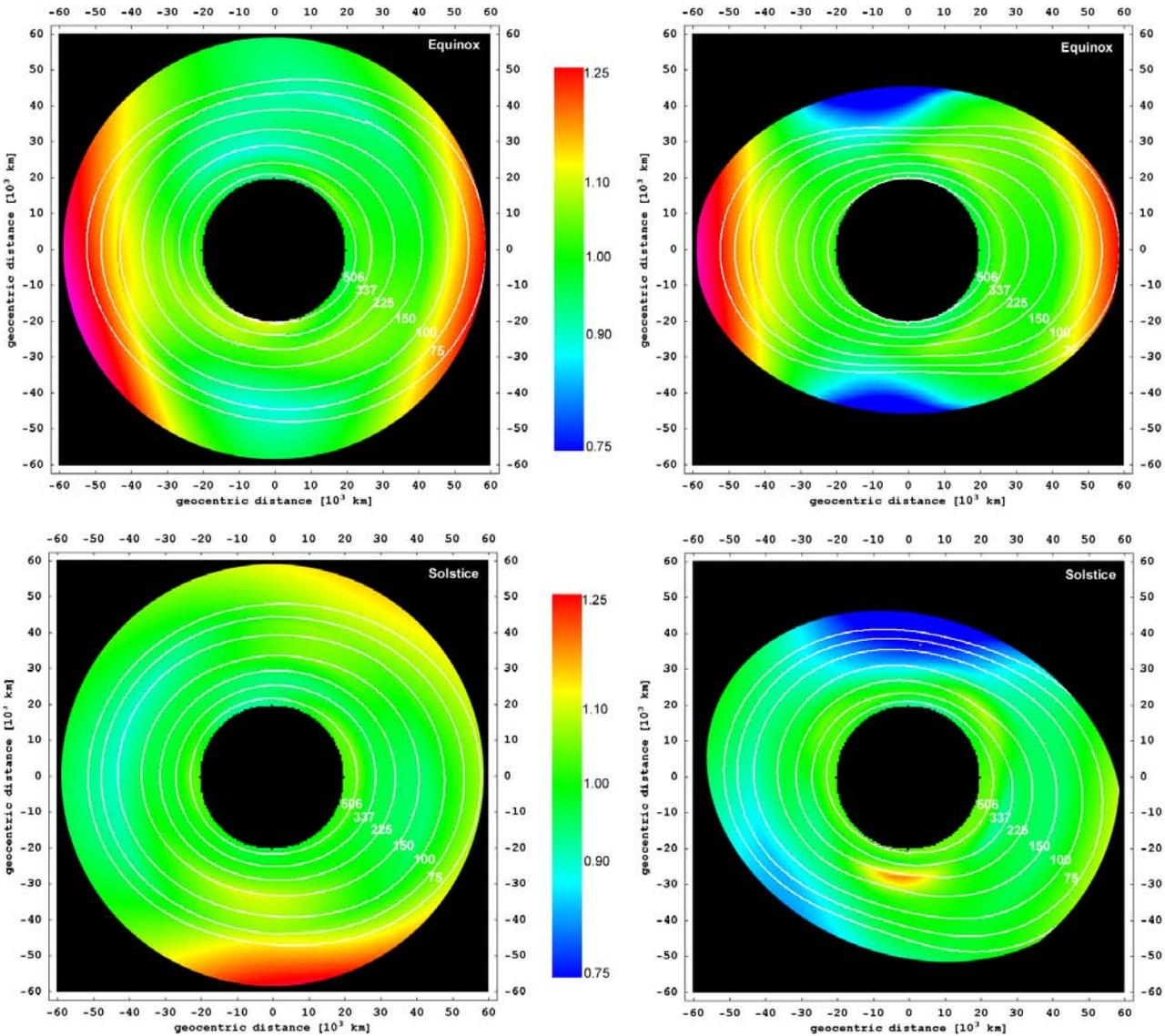


Abb. 6.7.2 – 3a: Hodges-Modell und rekonstruiertes P.E.M._{fit} im Vergleich: Äquatoriale Falschfarben-Schnitte durch die prozentuale Abweichung der Dichteverteilung $n_{PEM_{fit}}(r, \theta, \phi)/n_{Hodges}(r, \theta, \phi)$ des neutralen, atomaren Wasserstoffes für Solstice- bzw. Equinox-Erdposition (solarer $F_{10.7} = 130$)

Abb. 6.7.2 – 3b: Hodges-Modell und rekonstruiertes P.E.M._{fit} im Vergleich: Meridionale Falschfarben-Schnitte durch die prozentuale Abweichung der Dichteverteilung $n_{PEM_{fit}}(r, \theta, \phi)/n_{Hodges}(r, \theta, \phi)$ des neutralen, atomaren Wasserstoffes für Solstice- bzw. Equinox-Erdposition (solarer $F_{10.7} = 130$)

6.8 Ergebnisdiskussion der geokoronalen Rekonstruktionsfits

Prinzipiell konnte der Nachweis erbracht werden, daß die vorgestellten Rekonstruktionsprozesse bzw. die im Zusammenhang damit stehende Software in der Lage sind, aus LAD-Sichtlinien der TWINS-Satelliten eine dreidimensionale H-Dichteverteilung der Geokorona zu rekonstruieren. Dabei wurde auch deutlich, daß die Methodik zum Entfernen von Ly- α -Störquellen (Ly- α -Hintergrund, Sterne, instrumentelles Rauschen) ebenfalls effektiv funktioniert. Insgesamt konnte sowohl eine auf P.E.M.- als auch eine auf dem Hodges-Modell basierende H-Geokorona erfolgreich, d.h. innerhalb akzeptabler Fehlergrenzen, rekonstruiert werden.

Die erste Rekonstruktion auf Basis des P.E.M. stellte einen Identitätstest dar, denn Ausgangs- und Fitmodell dieses Tests waren beide identisch (=P.E.M.). Es ergab sich ein mittlerer Dichtefehler der Rekonstruktion von $\Delta n_H(\vec{r}) < 1\%$, weiterhin waren die Fitergebnisse nahezu unempfindlich auf die relative Lage des Satellitenorbits in Bezug zur Geokorona. TWINS-LAD-Daten eines einzelnen Satelliten, die während der aktiven Meßphase innerhalb eines Erdumlaufes erstellt wurden, reichten für die sehr gute Fitqualität bereits aus.

Die zweite Rekonstruktion auf Basis des Hodges-Modells sollte aufzeigen, daß das Verfahren auch dann geeignet ist, wenn Ausgangs- und Fitmodell nicht absolut identisch, sondern lediglich qualitativ vergleichbar sind. Im Rahmen dieses Tests ergab sich ein mittlerer Dichtefehler der Rekonstruktion von $\Delta n_H(\vec{r}) \approx 4\%$, was im wesentlichen den modellintrinsic Unterschied zwischen Hodges-Modell und P.E.M. widerspiegelt. Dennoch ist aufgrund der im Hodges-Modell vorhandenen größeren Asymmetrien der Geokoronaform das Fitergebnis eines einzelnen Satelliten stärker abhängig von der konkreten Orbitlage in Bezug auf die Geokorona. Je nach gewähltem Orbit kann der mittlere Fitfehler beispielsweise hier bis auf 8% steigen. Werden die Messungen zweier, gleichzeitig operierender TWINS-Satelliten verwendet, die um 180° versetzt sind, verschwindet diese Schwankung und der Fitfehler pendelt sich relativ stabil bei ca. 4% ein.

Erst echte Meßdaten der TWINS-Satelliten werden zeigen, ob sich die H-Geokorona hin-

sichtlich des Grades der Asymmetrien der Geokoronaform eher wie das P.E.M. oder wie das Hodges-Modell (oder gänzlich anders) verhält. In jedem Falle bietet aber der erstellte Programmablauf ein Werkzeug, mit dem die Rekonstruktion der H-Geokorona aus LAD-Sichtlinienmessungen der TWINS-Satelliten zur Durchführung gebracht werden kann.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der geplante Ablauf der TWINS-Satellitenmission, das Prinzip der darin durchzuführenden Ly- α -Resonanz-Streustrahlungsmessungen des geokoronalen Wasserstoffs sowie alle hierfür physikalisch relevanten Größen und Effekte näher betrachtet und diskutiert. Die TWINS-Mission wird, sofern beide Satelliten erfolgreich operieren können, die erstmalige Gelegenheit eines zeitgleichen Blickes auf verschiedene Bereiche der äußeren Schichten der terrestrischen Exosphäre ermöglichen.

Der neutrale, exosphärische Wasserstoff ist aufgrund intensiver Bestrahlung mit solarer UV-Strahlung (z.B. bei $\lambda_{Ly-\alpha} = 121.5$ nm) als Resonator selbst Quelle einer resonant gestreuten Ly- α -Strahlung, deren Intensität $I(\vec{r})$ am Entstehungsort linear mit dessen lokaler Dichte $n_H(\vec{r})$ verknüpft ist. Auf dieser Verbindung zwischen geokoronaler Ly- α -Streustrahlungsintensität und H-Dichte am gleichen Ort basiert die TWINS-Meßanordnung zur Bestimmung der dreidimensionalen Dichteverteilung in der H-Geokorona, weshalb integrierte Ly- α -Intensitäten entlang von Sichtlinien (welche die H-Geokorona durchqueren) aufgezeichnet werden.

Aufgrund der TWINS-Missionsplanung, die den minimalen Sichtlinienabstand zum Geozentrum mit $4.5R_e$ nach unten begrenzt, können zur Auswertung des beschriebenen Streuprozesses optisch dünne Verhältnisse angenommen werden, so daß die integrierte Ly- α -Intensität einer Sichtlinie im wesentlichen durch das Produkt aus der Säulendichte des neutralen (atomaren) Wasserstoffs n_S entlang der Sichtlinie und einem Faktor g gegeben ist,

wobei g alle für den Ly- α -Streuprozess typischen Faktoren, Konstanten sowie die Größe der solaren UV-Einstrahlung enthält.

Da die TWINS-Meßmethodik der Ly- α -Photonenzählung (mit gemeinsamen Ursprung auf einer Sichtlinie) praktisch die Projektion der dreidimensionalen Strahlungs- und damit auch H-Dichteinformation auf 2D-Bilder darstellt, ist zur Rekonstruktion der ursprünglichen H-Dichteverteilung eine tomographische Entfaltung vom 2D-Bildraum in den realen 3D-Ortsraum erforderlich. Hierfür wird insbesondere ein 3D H-Dichtemodell der H-Geokorona benötigt, welches den realen Gegebenheiten der Exosphäre am besten Rechnung trägt. Innerhalb dieser Arbeit wurde sich für die (indirekte) Verwendung des Monte-Carlo-Modells von (Hodges R.R. [1994]) zur initialen Beschreibung der geokoronalen H-Dichte entschieden. Dies ist besonders durch einen theoretisch gut fundierten physikalischen Ansatz im Hodges-Modell begründbar, der im Gegensatz zu einfachen, radial-symmetrischen oder empirischen Modellen eine Reihe von beobachteten Dichteeffekten (Tag-/Nacht-Asymmetrie, Pol-/Äquator-Asymmetrie, längen- und breitenwinkelabhängige Effekte) zwanglos beschreibt.

Einer direkten Verwendung zur Analyse der TWINS-LAD-Meßdaten entzieht sich das Hodges-Modell jedoch, da es nur für 2 spezifische Erdpositionen (Solstice und Equinox) zu jeweils 4 solaren $F_{10.7cm}$ -Flußwerten veröffentlicht wurde und zudem alle Informationen für 40 "diskrete" Höhenschichten einzeln bereithält. Dadurch steigt die Gesamtkoeffizientenzahl des Modells auf mehrere Tausend, was es für eine Least-Square-Fitprozedur zur Rekonstruktion der geokoronalen 3D H-Dichteverteilung unbrauchbar erscheinen läßt.

Daher bestand insofern eine Hauptaufgabe dieser Arbeit auch darin, auf Basis des erwähnten Hodges-Modells ein für alle Erdpositionen und jeden solaren $F_{10.7cm}$ -Fluß im Bereich 80-230 [$\times 10^{-22} s/m^2$] geltendes, kontinuierliches Dichtemodell der neutralen H-Geokorona abzuleiten. Dieses konnte erfolgreich in Form der Ableitung des "parametrisierten, exosphärischen Modells" (P.E.M.) erreicht werden, indem vor allem die diskrete r -Abhängigkeit aller Hodges-Koeffizienten in einen zusammengefaßten Satz von (hauptsächlich linearen) Funktionen gefittet wurde. Das P.E.M. besitzt mit insgesamt 12 Koeffizienten eine sehr gute Übereinstimmung mit dem zugrundeliegenden Hodges-Modell und bildet auch dessen winkelabhängigen H-Dichteasymmetrien gut ab.

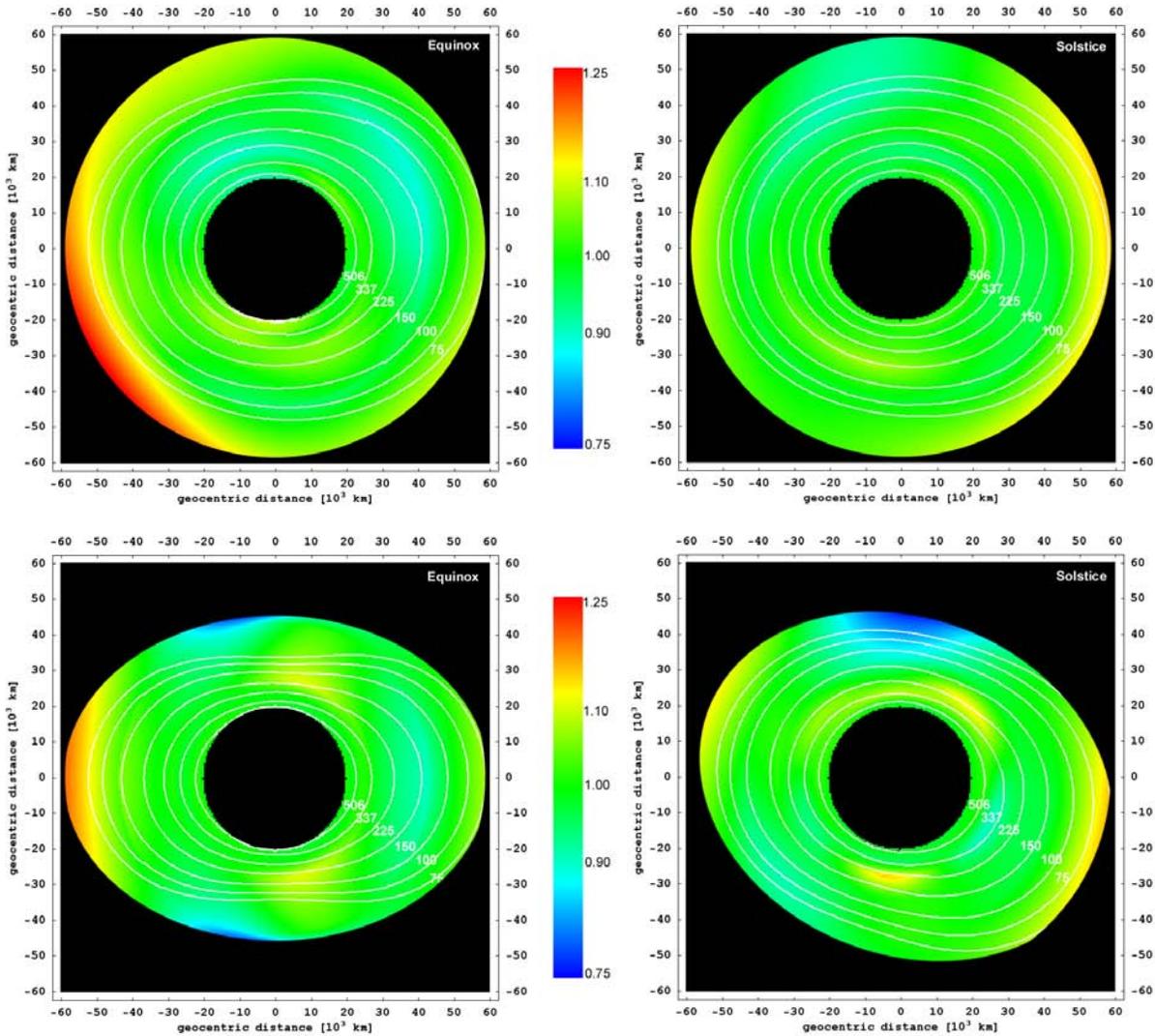


Abb. 5.2.2 – 4a: Hodges und P.E.M. im Vergleich: Äquatoriale Falschfarben-Schnitte durch die prozentuale Abweichung der Dichteverteilung $n_{PEM}(r, \theta, \phi)/n_{Hodges}(r, \theta, \phi)$ des neutralen, atomaren Wasserstoffes für Solstice- bzw. Equinox-Erdposition (solarer $F_{10.7} = 130$)

Abb. 5.2.2 – 4b: Hodges und P.E.M. im Vergleich: Meridionale Falschfarben-Schnitte durch die prozentuale Abweichung der Dichteverteilung $n_{PEM}(r, \theta, \phi)/n_{Hodges}(r, \theta, \phi)$ des neutralen, atomaren Wasserstoffes für Solstice- bzw. Equinox-Erdposition (solarer $F_{10.7} = 130$)

Anhand simulierter TWINS-LAD-Datensätze konnte gezeigt werden, daß es mit den entwickelten Daten-Analyseprozeduren und dem eingesetzten Least-Square-Fit-Modul möglich ist, eine komplette dreidimensionale Dichteverteilung der neutralen H-Geokorona aus einem (halben) TWINS-Orbit wiederherzustellen. Diese Genauigkeit nimmt weiter zu, wenn die TWINS-LAD-Daten aus mehreren Orbits mit vergleichbaren solaren Bedingungen dem Fit zur Verfügung stehen. Bei der Datensimulation wurden dem eigentlichen LAD-Signal der Geokorona zusätzlich ein planetarer Ly- α -Hintergrund (simuliert durch ein einfaches "Hot-Model"), ein statistisches Detektorrauschen sowie einige stellare Ly- α -Peaks hinzuaddiert. Der galaktische Ly- α -Hintergrund ist vernachlässigbar.

Die im Rahmen der TWINS-Mission künftig zur Verfügung stehenden Ly- α -Daten der H-Geokorona werden neue Erkenntnisse über die exosphärischen Teilchenpopulationen und deren weiträumige Dynamik erlauben. Es besteht die berechtigte Hoffnung, daß aus den neuen Daten Rückschlüsse auf die Dichteverteilung (oder zumindest das Höhenprofil) einzelner H-Populationen, wie z.B. den entweichenden (escaping) oder den orbitierenden (satellite) Teilchen separat möglich sein werden. Die Güte der Wiederherstellung der geokoronalen 3D H-Dichteverteilung aus den Meßdaten auf der Basis des P.E.M. ist indirekt auch eine Überprüfung der Gültigkeit (bzw. Vollständigkeit) der physikalischen Ansätze des zugrundegelegten Hodges-Modells. Es ist durchaus denkbar, daß dort einige Prozesse über- bzw. unterbewertet sind oder aber noch neue Ansätze zur besseren Erklärung Beachtung finden müssen. Ein weiteres Hauptziel bei der Erforschung des geokoronalen Neutral-Wasserstoffs mit Hilfe von TWINS ist die langzeitliche Korrelation der geokoronalen H-Dichte mit den solaren Einstrahlungsbedingungen (z.B. dem $F_{10.7cm}$ -Fluß) bzw. mit tageszeitlichen Effekten auf der Exobase. Zur besseren Klärung beider Punkte werden die nach einer erfolgreichen TWINS-Mission über einen kompletten, solaren Zyklus vorliegenden Daten Verwendung finden können.

Beide TWINS-Satelliten befanden sich zum Zeitpunkt der Abgabe dieser Arbeit noch am Boden, so daß ein Analyse von real gemessenen Daten mit Hilfe der erstellten Software nicht möglich war. Ebenso waren nur einige der erforderlichen orbitalen Bahnparameter bis dato festgelegt. Daher konnte im Rahmen dieser Arbeit eine Optimierung der Rekonstruktionsprozesse an realen Gegebenheiten leider nicht erfolgen und bleibt eine künftige Aufgabe.

Literaturverzeichnis

Anderson Jr. D.E., Hord C.W., *Multidimensional radiative transfer - Applications to planetary coronae*, Planetary and Space Science, Vol. 25, 563-571, 1977

Bailey G.J., Sellek R., *A mathematical model of the earth's plasmasphere and its application in a study of He(+) at L = 3*, Annales Geophysicae, Vol. 8, 171-189, 1990

Banks P.M., Kockarts G., *Aeronomy (Part A and B)*, New York, Academic Press, 1973

Barth C.A., Rottman G.J., Tobiska W.K., White O.R., *Comparison of 10.7 CM radio flux with SME solar Lyman alpha flux*, Geophysical Research Letters, Vol. 17, 571-574, 1990

Bertaux J.L., Blamont J.E., *Interpretation of OGO 5 Lyman alpha measurements in the upper geocorona*, Journal of Geophysical Research, Vol.78, 8091, 1973

Bertaux J.L., *Observations of hydrogen in the upper atmosphere*, Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, Vol. 38, 821-827, 1976

Bishop J., *Analytic exosphere models for geocoronal applications*, Planetary and Space Science, Vol. 39, Issue 6, 885-893, 1991

Bishop J., *Transport of resonant atomic hydrogen emissions in the thermosphere and geocorona*, J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer, Vol. 61, 473-491, 1999

Bishop J., *Thermospheric atomic hydrogen densities and fluxes from dayside Lyman α measurements*, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, Vol. 63, 331-340, 2001

Blamont J.E., Cazes S., Emerich C., *Direct measurement of hydrogen density at exobase level and exospheric temperatures from Lyman alpha line shape and polarization. I - Physical background and first results on day side*, Journal of Geophysical Research, Vol. 80, 2247-2265, 1975

Blum P., Kundt W., *Lyman α in der Milchstraße*, Naturwissenschaften, 76, 301-304, 1989

Bossy L., *Solar indices and solar UV-irradiances*, Planetary and Space Science, Vol. 31, 977-985, 1983

- Brasken M., Kyrölä E., *Resonance scattering of Lyman alpha from interstellar hydrogen*, Astronomy and Astrophysics, Vol.332, 732-738, 1998
- Brinkmann R.T., *Departures from Jeans' escape rate for H and He in the Earth's atmosphere*, Planetary and Space Science, Vol. 18, 449, 1970
- Brinton H.C., Mayr H.G., *Temporal variations of thermospheric hydrogen derived from insitu measurements*, Journal of Geophysical Research, Vol. 76, 6198, 1971
- Bonnet R.M., *High resolution UV solar spectroscopy*, Space Science Reviews, Vol. 21, 379-409, 1978
- Carrington T., *Angular Momentum Distribution and Emission Spectrum of OH ($^2\Sigma^+$) in the Photodissociation of H₂O*, The Journal of Chemical Physics, Vol. 41, Issue 7, 2012-2018, 1964
- Carruthers G.R., Page T., Meier R. R., *Apollo 16 Lyman alpha imagery of the hydrogen geocorona*, Journal of Geophysical Research, Vol. 81, 1664-1672, 1976
- Chamberlain J.W., *Planetary coronae and atmospheric evaporation*, Planetary and Space Science, Vol. 11, 901, 1963
- Chamberlain J.W., *Spectral line profiles for a planetary corona*, Journal of Geophysical Research, Vol. 81, 1774-1776, 1976
- Chandrasekhar S., *Radiative Transfer*, Dover Pub., 1960
- Chapman S., Cowling T.G., *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*, New York, Cambridge University Press, 1970
- CIRA 1965, *COSPAR International Reference Atmosphere 1965 (Part III)*, Amsterdam, North Holland Publishing Group, 1965
- Donnelly R.F., Heath D.F., Lean J.L., Rottman G.J., *Differences in the temporal variations of solar UV flux, 10.7-cm solar radio flux, sunspot number, and Ca-K plage data caused by solar rotation and active region evolution*, Journal of Geophysical Research, Vol. 88, 9883-9888, 1983
- Donnelly R.F., Repoff T.P., Harvey J.W., Heath D.F., *Temporal characteristics of the solar UV flux and He I line at 1083 NM*, Journal of Geophysical Research, Vol. 90, 6267-6273, 1985
- Donnelly R.F., Hinteregger H.E., Heath D.F., *Temporal variations of solar EUV, UV, and 10,830-A radiations*, Journal of Geophysical Research, Vol. 91, 5567-5578, 1986
- Fahr H.J., *The Interplanetary Hydrogen Cone and its Solar Cycle Variations*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 14, 263, 1971

- Fahr H.J., *The Extraterrestrial UV-Background and the Nearby Interstellar Medium*, Space Science Reviews, Vol. 15, 483, 1974
- Fahr H.J., *Interstellar hydrogen subject to a net repulsive solar force field*, Astronomy and Astrophysics, vol. 77, 101-109, 1979
- Fahr H.J., *The Interstellar Gas Flow Through the Heliospheric Interface Region*, Space Science Reviews, v. 78, Issue 1/2, 199-212, 1996
- Fahr H.J., *Global structure of the heliosphere and interaction with the local interstellar medium: three decades of growing knowledge*, Advances in Space Research, Volume 34, Issue 1, 3-13, 2004
- Fahr H.J., Paul G., *Exospheric velocity distribution functions and derived gas dynamical properties*, J. Atmos. Ter. Phys., Vol. 38., 841, 1976
- Fahr H.J., Shizgal B., *Modern Exospheric Theories and Their Observational Relevance*, Reviews of Geophysics and Space Physics, Vol. 21, 75-124, 1983
- Ferziger J.H., Kaper H.G., *Mathematical Theory of Transport Processes in Gases*, Amsterdam, North-Holland, 1972
- Friedmann H., *Physics of the Upper Atmosphere*, New York, Academic Press, 1960
- Gruntman M.A., *Extreme-ultraviolet radiation filtering by freestanding transmission gratings*, Appl. Opt., 34, 5732, 1995
- Hagenbuch K.M., Hartle R.E., *Simple model for a rotating neutral planetary exosphere*, Phys. Fluids, Vol. 12, 1551, 1969
- Harvey J.W., *Helium 10830 angstrom irradiance: 1975-1983*, In NASA, Washington Solar Irradiance Variations on Active Region Time Scales, 197-211, 1984
- Hedin A.E., *A revised thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data - MSIS-83*, Journal of Geophysical Research, Vol. 88, 10170-10188, 1983
- Hedin A.E., *MSIS-86 thermospheric model*, Journal of Geophysical Research, Vol. 92, 1987, 4649-4662, 1987
- Hedin A.E., Thuillier G., *Comparison of OGO 6 measured thermospheric temperatures with the MSIS-86 empirical model*, Journal of Geophysical Research, Vol. 93, 5965-5971, 1988
- Hedin A.E., *Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere*, Journal of Geophysical Research, Vol. 96, 1159-1172, 1991

Henderson M.G., Reeves G.D., Spence H.E., Sheldon R.B., Jorgensen A.M., Blake J.B. und Fennell J.F., *First energetic neutral atom images from polar*, Geophysical Research Letters, Vol. 10, 1167, 1997

Hodges R. R. Jr., *Collision cross sections and diffusion parameters for H and D in atomic oxygen*, Journal of Geophysical Research, Vol. 98, No. A3, 3799-3805, 1993

Hodges R. R. Jr., *Monte Carlo simulation of the terrestrial hydrogen exosphere*, Journal of Geophysical Research, Vol. 99, 23229-23247, 1994

Hunten D.M., Strobel D.F., *Production and escape of terrestrial hydrogen*, J. Atmos. Sci., Vol. 31, 305-317, 1974

Jeans J.H., *The Dynamical Theory of Gases*, 4th ed., New York, Cambridge University Press, 1923

Kenneth J.H.P., *Guide to the sun*, New York, Cambridge University Press, 1992

Kockarts G., *Aeronomy, a 20th Century emergent science: the role of solar Lyman series*, Annales Geophysicae, Vol. 20, Issue 5, 585-598, 2002

Kupperian J.E., Byram E. T., Chubb T. A. und Friedman H., *Far ultraviolet radiation in the night sky*, Planet. Space Sci., Vol. 1, 36, 1959

Laqua K., Schrader B., Moore D.S., Vo-Dinh T., *Detection of Radiation (Part XI), IUPAC Recommendations*, Pure Appl. Chem. 67, 1745-1760, 1995

Lean J., *A comparison of models of the sun's extreme ultraviolet irradiance variations*, Journal of Geophysical Research, Vol. 95, 11933-11944, 1990

Lemaire P., Charra J., Jouchoux A., Vidal-Madjar A., Artzner G.E., Vial J.C., Bonnet R.M., Skumanich A., *A Calibrated full disk solar H I Lyman-alpha and Lyman-beta profiles*, Astrophysical Journal, Part 2 - Letters to the Editor, Vol. 223, L55-L58, 1978

Lew S.K., Venkateswaren S.V., *A study of hydrogen diffusion in earth's upper atmosphere near the critical level*, J. Atmos. Sci., 22, 623, 1965

Liu S.C., Donahue T.M., *The aeronomy of hydrogen in the atmosphere of the earth*, J. Atmos. Sci., 31, 1118-1136, 1974

Liwshitz M., Singer S.F., *Thermal escape of neutral hydrogen and its distribution*, Planet. Space Sci., Vol. 14, 541, 1966

Marquardt D.W., *An algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters*, Journal of the Society of Industrial and Applied Mathematics, Vol. 11, 431-441, 1963

Morton D.C., Purcell J.D., *Observations of the extreme ultraviolet radiation in the night sky using an atomic hydrogen filter*, Planet. Space Sci., Vol. 9, 455, 1962

- Nass H. U., Lay G., Fahr H.J., *Observation of the solar Lyman-alpha line*, 10th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, 343-347, 1991
- Nass H. U., Zoennchen J.H., Lay G., Fahr H.J., *The TWINS-LAD mission: Observations of terrestrial Lyman- α fluxes*, ASTRA Astrophysics and Space Sciences Transactions, Volume 2, 27-31, 2006
- Ogawa H.S., McCullin D.R., Judge D.L., Korde R., *Normal incidence spectrophotometer with high-efficiency silicon photodiodes for absolute solar extreme-ultraviolet irradiance measurements*, Opt. Eng., 32, 3121, 1993
- Opik E.J., Singer S.F., *Distribution of density in a planetary exosphere*, Phys. Fluids, Vol. 4, 221, 1961
- Østgaard N., Mende S. B., Frey H. U., Gladstone G. R., Lauche, H., *Neutral hydrogen density profiles derived from geocoronal imaging*, Journal of Geophysical Research Space Physics, Vol. 108, Issue A7, 18-1, 2003
- Patterson T.N.L., *Diurnal variations of atomic hydrogen*, Rev. Geophys. Space Phys., Vol.8, 461, 1970
- Prölls G.W., *Physik des erdnahen Weltraums*, Berlin Heidelberg, Springer Verlag, 2001
- Pryor W.R., Lasica S.J., Stewart A.I.F., Hall D.T., Lineaweaver S., Colwell W.B., Ajello J.M., White O.R., Kent Tobiska W., *Interplanetary Lyman α observations from Pioneer Venus over a solar cycle from 1978 to 1992*, Journal of Geophysical Research, Vol. 103, Issue A11, 26833-26850, 1998
- Rairden R.L., Frank A., Craven J.D., *Geocoronal imaging with Dynamics Explorer*, J. Geophys. Research, Vol. 91, 13613-13630, 1986
- Reddmann T., Uhl R., *The H Lyman- α actinic flux in the middle atmosphere*, Atmos. Chem. Phys., Vol. 3, 225-231, 2003
- Richter M., Kroth U., Thornagel R., Fahr H.J., Lay G., Nass H.U., *Calibration of Lyman- α detectors for the NASA satellites TWINS*, BESSY Annual Report 2001, S. 15, 2001
- Roelof E.C., *Energetic neutral atom image of a storm-time ring current*, Geophysical Research Letters, Vol. 15, 652-655, 1987
- Scalo J.M., *Fundamental of Cosmic Physics*, 11, 1, 1986
- Scherer H., Fahr H.J., Bzowski M., Rucin'ski D., *The Influence of Fluctuations of the Solar Emission Line Profile on the Doppler Shift of Interplanetary HLy-Lines Observed by the Hubble-Space-Telescope*, Astrophysics and Space Science, V. 274, Issue 1/2, 133-141, 2000

Schmidtbreick L., Schlosser W., Koczet P., Wiemann S., Jtte M., *The Milky Way in the UV*, Reviews in Modern Astronomy 11: Stars and Galaxies. Edited by Reinhard E. Schielicke. Hamburg, Germany: Astronomische Gesellschaft, QB1 .R48 v.11, p.317, 1998

Schoendorf J., Oliver W. L., *A comparison of thermospheric [O] derived at EISCAT with [O] predicted by MSIS*, Geophysical Research Letters, Vol. 25, Issue 12, 2119-2122, 1998

Scime E.E., Anderson E. H., McComas D. J., Scattenburg M. L., *Extreme-ultraviolet polarization and filtering with gold transmission gratings*, Appl. Opt., 34, 648, 1995.

Tapping K.F., Charrois D.P., *Limits to the accuracy of the 10.7 CM flux*, Solar Physics, Vol. 150, No. 1-2, 305-315, 1994

Thomas G.E., *The interstellar wind and its influence on the interplanetary environment*, Annual review of earth and planetary sciences, Vol. 6, A78-38764, 16-42, 1978

Tinsley B. A., Hodges R. R. Jr., Rohrbaugh R. P., *Monte Carlo models for the terrestrial exosphere over a solar cycle*, Journal of Geophysical Research, Vol. 91, 13631-13647, 1986

Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R., *Structure of the solar chromosphere. III - Models of the EUV brightness components of the quiet-sun*, Astrophysical Journal Supplement Series, Vol. 45, 635-725, 1981

Vidal-Madjar A., *Evolution of the solar Lyman alpha flux during four consecutive years*, Solar Physics, Vol. 40, 69-86, 1975

Winkler C., Schmidt-Kaler T., Pfeiderer J., *The Milky Way in the ultraviolet spectral region*, Astronomy and Astrophysics Supplement Series, Vol. 58, 705-724, 1984

Witt N., *Interstellarwind-Modelle mit Sonnenwind-Anisotropien: Analyse der interplanetaren UV-Beobachtungen der Raumsonde Mariner 10*, Bonn, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität, Dissertation, 1979

Wu F.M., Judge D.L., Suzuki K., Carlson R.W., *Pioneer 10 ultraviolet photometer observations of the interplanetary glow at heliocentric distances from 2 to 14 AU*, Astrophysical Journal, Part 1, Vol. 245, 1145-1158, 1981

Akronymverzeichnis

AU	Astronomical Unit
CEM	channel electron multiplier
DPU	data processing unit
ENA	energetic neutral atom
FFT	fast fourier tranformation
FM	flight module
FOV	field of view
FWHM	full width half maximum
GCS	geocoronal coordinate system
IPM	interplanetary medium
ISM	interstellar medium
LAD	Ly- α -detector (TWINS-Satellite)
LISM	local interstellar medium
LSF	least square fit
LTE	local thermodynamic equilibrium
MCP	microchannel plate (detectors)
PEM	parameterized exospheric model
RPS	rotating plattform (coordinate) system
SFS	satellite fixed (coordinate) system
SME	Solar Mesosphere Explorer
SWRI	Southwest Research Institute, Texas (USA)
TWINS	Two Wide-angle Imaging Neutral-atom Spectrometers

